

Messung von Plasmaeigenschaften im Grenzbereich von stark und schwach gekoppelten Plasmen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät

der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplomphysiker Roland Otto Häßner

geboren am 9. Januar 1968 in Erding

Meinen Eltern

Ein physikalischer Versuch, der knallt, ist allemal mehr wert als ein stiller. Man kann also den Himmel nicht genug bitten, daß, wenn er einen was erfinden lassen, es etwas sein möge, das knallt; es schallt in die Ewigkeit.

G. Ch. Lichtenberg (1742-1799)

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Kurze Einführung in die (Laser-) Plasmaphysik | 1 |
| 1.2 | Elektromagnetische Strahlung Laser-produzierter Plasmen | 7 |
| 1.3 | Gliederung dieser Arbeit | 8 |
| 2 | Brillanz von Laser-produzierten Plasmen | 10 |
| 2.1 | Einleitung, Definition der Brillanz und Experiment | 10 |
| 2.2 | Prinzip und Aufbau des Reflexionszonenplatten-Spektrographen . . | 18 |
| 2.3 | Ergebnisse zur Brillanzmessung und Vergleich mit anderen Strahl- quellen | 23 |
| 2.3.1 | Bestimmung der mittleren Elektronentemperatur aus dem Lyman-Kontinuum | 26 |
| 2.3.2 | Elektronendichte-Abschätzung aus der Stark-Verbreiterung . | 27 |
| 2.3.3 | Einzelschuß-Spektren der TGS-Spektrographen | 29 |
| 2.3.4 | Vergleich des Laserplasmas mit anderen Quellen weicher Röntgenstrahlung | 32 |
| 3 | Direkte zeitaufgelöste Messung der Elektronendichte und -temperatur hochdichter Plasmen | 35 |
| 3.1 | Einleitung und Grundlagen | 35 |
| 3.2 | Erzeugung von Harmonischen | 40 |
| 3.2.1 | Harmonischen-Erzeugung allgemein | 40 |
| 3.2.2 | Harmonischen-Strahlung von oszillierenden Plasma-Ober- flächen | 43 |
| 3.3 | Messung mit Harmonischen einer nichtlinear oszillierenden Plasma- oberfläche | 45 |
| 3.3.1 | Theoretische Grundlagen und Meßprinzip | 45 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 3.3.2 | Experimentelle Erzeugung und Nachweis der Oberflächen-Harmonischen in Transmission | 47 |
| 3.3.3 | Auswertung der Harmonischen-Spektren in Transmission . . | 51 |
| 3.3.4 | Herleitung der ponderomotorischen Kraft und des Lichtdruckes | 56 |
| 3.3.5 | Abschätzung des Elektronentemperatur-Verlaufs während der Kompression | 58 |
| 3.3.6 | Berechnung der Kompression durch den Lichtdruck | 60 |
| 3.4 | Verlauf der Elektronendichte eines expandierenden Plasmas | 63 |
| 3.4.1 | Zugrundeliegendes Meßprinzip dieses Experiments | 63 |
| 3.4.2 | Optische Plasma-Eigenschaften nach dem Drude-Modell . . | 64 |
| 3.4.3 | Experimenteller Pumpe-Probe-Aufbau zur Elektronendichtemessung | 71 |
| 3.4.4 | Auswertung der Plasma-Spektren bezüglich 5. und 7. Harmonischer | 76 |
| 3.4.5 | Störende Effekte bei der Elektronendichte-Bestimmung . . . | 80 |
| 4 | Zusammenfassung | 85 |

1 Einleitung

1.1 Kurze Einführung in die (Laser-) Plasmaphysik

Unter einem Plasma versteht man ein ionisiertes Gas, in dem durch ständige Wechselwirkung der Partikel untereinander und mit Photonen verschiedene Energie- und Anregungszustände auftreten können [1]. Durch das Wechselspiel von Ionisation und Rekombination - dem Wiedereinfangen der freien Elektronen durch die Ionen - bildet sich ein Ionisationsgleichgewicht aus, das in komplizierter Weise von den im Inneren ablaufenden Elementarprozessen abhängt. Dieser Zustand ist weder fest, noch flüssig, noch gasförmig und wird deshalb oft auch der vierte Aggregatzustand genannt. Gerade aufgrund des häufigen Vorkommens von verschiedensten Plasma-Arten (ein Plasma kann einen Parameterbereich von 1 bis zu 10^{27} cm^{-3} in der Elektronendichte und Temperaturen der einzelnen Partikel von weniger als 1 eV bis hin zu mehreren MeV vorweisen) und ihrer weitreichenden Bedeutung in vielen Bereichen der Physik muß es Ziel sein, mehr Informationen über solche Materiezustände zu erhalten.

Zur allgemeinen Charakterisierung von Plasmen dient u. a. die sogenannte Kopplungskonstante Γ , [2], definiert als das Verhältnis von mittlerer Coulomb-Energie $E_{coulomb}$ pro Teilchen (mit dem Wigner-Seitz-Radius $a = \sqrt[3]{3/4\pi n_e}$, dem mittleren Ionisationsgrad $\langle Z \rangle$, der Elementarladung e , der Boltzmann-Konstante k_b und der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0) zur thermischen Energie E_{therm} (Elektronentemperatur T_e) :

$$\Gamma = \frac{E_{coulomb}}{E_{therm}} = \frac{(\langle Z \rangle e)^2 / 4 \pi \epsilon_0 a}{k_b T_e} \simeq 2.32 \times 10^{-7} \frac{\langle Z \rangle^2 \sqrt[3]{n_e [\text{cm}^{-3}]}}{T_e [\text{eV}]} \quad (1)$$

Man unterscheidet damit den Fall eines sogenannten schwach gekoppelten Plasmas mit $\Gamma < 1$, dessen thermodynamische Eigenschaften analog derer eines idealen

Gases beschrieben werden können und die elektrische Abstoßung zwischen den Ionen nur gering ist aufgrund der Abschirmung durch die Elektronen, von demjenigen Fall eines stark gekoppelten Plasmas mit $\Gamma > 1$, bei dem die Stöße zwischen den geladenen Partikeln gegenüber den thermischen Bewegungen dominieren, die Coulomb-Kräfte eine essentielle Rolle spielen und nicht mehr als kleine Störung in der Plasmateilchen-Wechselwirkung behandelt werden können. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zeigt darin eine Abweichung von der Maxwell'schen Verteilungsfunktion, welche Grundlage vieler theoretischer Herleitungen von Plasma-Eigenschaften und -beschreibungen ist. Doch auch für nichtideale Plasmen existieren theoretische Modelle zur Beschreibung der Eigenschaften, z. B. das Ionen-Sphären-Modell [2].

Eine Möglichkeit, die Dynamik [3, 4], die (Röntgen-) Emission [5, 6, 7, 8], spezielle Effekte (z. Bsp. nichtlineare optische Effekte [9, 10] oder die Erzeugung schneller Teilchen [11, 12]) in solchen Plasmen näher zu untersuchen, bietet der Einsatz von kompakten Kurzpuls-Lasersystemen, die heutzutage in vielen Labors Platz finden und welche Femtosekunden-Pulse mit hoher Energie und Repetitionsrate liefern. Fokussiert man solche kurzen Pulse auf ein Festkörpertarget, so werden auf dessen Oberfläche Intensitäten bis zu 10^{18} W/cm^2 erreicht. Bei derart hohen Intensitäten werden die Festkörperatome schon während der ersten optischen Zyklen der Laserstrahlung vollkommen ionisiert, was zur Ausbildung eines hochdichten Plasmas im extremen Nichtgleichgewicht führen kann mit Elektronendichten in der Größenordnung von ca. 10^{23} cm^{-3} , vergleichbar mit derjenigen von Festkörpern [13]. Mittlere Elektronenenergien von mehreren 100 eV bei nahezu konstanter Ionendichte [14] und starke elektrische Felder, welche Feldstärken nahe den inneratomaren Feldern von $10^9\text{-}10^{10} \text{ V/cm}$ erreichen können, werden dabei ebenso erzeugt wie magnetische Felder mit Feldstärken von mehreren 100 MGauß [15]. Innerhalb einer typischen Pulsdauer in der Größenordnung von 100 fs findet dabei trotz der hohen Geschwindigkeit der Ionen von ca.

10^7 cm/s [16] keine nennenswerte Expansion statt. Gerade solche extremen Bedingungen innerhalb eines Laser-produzierten Plasmas sind heutzutage noch recht wenig verstanden und deshalb Ziel vieler theoretischer Abhandlungen, jedoch nur vergleichsweise weniger experimenteller Untersuchungen.

Stark gekoppelte Plasmen treten in der Natur beispielsweise in der Astrophysik auf, können heutzutage aber auch durch Hochintensitätslaser erzeugt werden mit Werten von $\Gamma = 1-100$. Gerade hier zeigt es sich, daß sich Femtosekunden-Lasererzeugte Plasmen sehr gut zur Untersuchung von Nichtgleichgewichten und extremen Nichtidealitäten eignen. Beispielsweise ergibt sich für ein Kohlenstoff-Plasma mit mittlerem Ionisationsgrad $\langle Z \rangle = 5$, Festkörper-Elektronendichte $n_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und Elektronentemperatur $T_e = 100 \text{ eV}$ die Kopplungskonstante zu $\Gamma = 2.7$, es handelt sich also um ein stark gekoppeltes Plasma. Gerade solche extremen Materie-Zustände sind bislang nur wenig experimentell untersucht.

Für die allgemeine Beschreibung eines Plasmas reichen im Falle einer schwachen Kopplung folgende innere Plasmaparameter aus : Dichte, Druck und Temperatur der Einzelkomponenten (Elektronen und Ionen), mittlere Stoßfrequenzen und typische Skalenlängen (wie z. Bsp. die Plasma-Skalenlänge) :

| | |
|--|---|
| Debye-Länge λ_D | $\sim \sqrt{k_b T_e / n_e}$ |
| Plasmafrequenz ω_p | $\sim \sqrt{n_e}$ |
| Plasma-Skalenlänge L_n | $\sim (n_e / \nabla_x n_e)_{n_e = n_c}$ |
| Ionen-Schallgeschwindigkeit v_i | $\sim \sqrt{k_b T_e}$ |
| Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei} | $\sim n_e / (k_b T_e)^{3/2}$ |

Tabelle 1: *Plasma-Parameter und ihre Abhängigkeiten*

Die sogenannte Debye-Länge λ_D , welche in einem Plasma klein gegen die lineare Ausdehnung des vom Plasma eingenommenen Gebietes ist, ist definiert durch :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}} \simeq 740 \sqrt{\frac{T_e [eV]}{n_e [cm^{-3}]}} cm \quad (2)$$

mit der Elektronendichte n_e , der Elektronentemperatur T_e , der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 und der Boltzman-Konstanten k_b . Die Debye-Länge ist ein Maß für eine wesentliche Eigenschaft des Plasmas : die Quasineutralität über ein makroskopisches Gebiet. Das insgesamt gesehen elektrisch neutrale Plasma besteht aus vielen frei beweglichen positiven und negativen Ladungsträgern, so daß in kleinen Bereichen temporäre Ladungsseparation auftreten kann. Diese ruft starke elektrostatische Rückstellkräfte hervor, die einer weiteren Ladungstrennung entgegenwirken. Die Debye-Länge gibt nun an, ab welcher Entfernung innerhalb des Plasmas eine solche Ladungstrennung - oder auch ein von außen angelegtes elektrisches Potential - abgeschirmt wird, so daß die Ladungsneutralität des Plasmas insgesamt erhalten bleibt.

Die wesentlichen optischen Eigenschaften werden durch die Plasmafrequenz ω_p bestimmt (siehe Gleichung 10), die wiederum von der Elektronendichte n_e , der (in Hochintensitätsfeldern relativistischen) Elektronenmasse m_e und der Stoßfrequenz ν zwischen den Plasmateilchen untereinander abhängt. Gerade die (Coulomb-) Stöße, die den Energieaustausch zwischen den Plasmateilchen bewirken, führen zur Energiegleichverteilung, charakterisieren aber beispielsweise auch die (nichtlineare) thermische Leitfähigkeit. Die Stoßzeit der Elektronen untereinander liegt dabei im Bereich von $\tau_{ee} = \nu_{ee}^{-1} \sim 10^{-16} s$ [17], während die typische Thermalisierung der Elektronen ca. 10-100 Stöße benötigt [17], d.h. innerhalb einer typischen Laserpulsdauer von 100 fs haben alle Elektronen die gleiche thermische Energie. Für die massereicheren Ionen kann diese Zeitspanne dagegen im Bereich einiger Pikosekunden [18] liegen.

So kann jede Spezies von Plasmapartikeln ihr eigenes thermisches Gleichgewicht aufweisen mit separater Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung bei unterschiedlichen Temperaturen.

In der klassischen Plasma-Theorie wird stets von einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Einzelkomponenten ausgegangen. Aufgrund der kurzen Zeitskalen, in denen die Wechselwirkung zwischen hochintensivem Laserpuls und Festkörper abläuft, kann sich innerhalb dieser Zeit in einem Laserplasma jedoch oft kein thermisches Gleichgewicht einstellen. Ein Maß dafür, wann man von einem lokalen thermischen Gleichgewicht (local thermal equilibrium, LTE) innerhalb eines Laserplasmas ausgehen kann, läßt sich wie folgt gewinnen : Grundvoraussetzung für ein LTE ist, daß die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen dominieren.

Während letztere für einen Übergang $i \rightarrow j$ mit der Frequenz ν_{ij} durch den Einstein-Koeffizienten $A_{ij} \sim \nu_{ij}^3$ der spontanen Emission charakterisiert werden können, läßt sich die stoßinduzierte Übergangswahrscheinlichkeit aus dem Produkt von Stoßquerschnitt σ_{ij} , Geschwindigkeit v und der Dichte n_e - gemittelt über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung - berechnen. Damit nun ein LTE vorliegt, muß demnach gelten :

$$\langle \sigma_{ij} v \rangle n_e \geq A_{ij} \quad (3)$$

Durch Umstellung dieser Gleichung nach der Dichte n_e und Berechnung bzw. Einsetzen der gemittelten Werte für das Produkt von Geschwindigkeit und Stoßquerschnitt [19] ergibt sich daraus folgende Bedingung für ein LTE :

$$n_e [cm^{-3}] \geq 1.6 \times 10^{12} \sqrt{T_e [eV]} \Delta E_{max} [eV]^3 \quad (4)$$

Dabei entspricht ΔE_{max} dem maximalen energetischen Abstand zweier Energieniveaus der jeweiligen Plasma-Atomsorte. Da zumeist Kohlenstoff als Targetmaterial in den folgenden Experimenten verwendet wird, kann für $\Delta E_{max} \simeq 470 \text{ eV}$ angesetzt werden. Dann ergibt sich für einen Elektronentemperatur-Bereich von 50-1200 eV (in diesem Temperaturbereich werden sich die in dieser Arbeit untersuchten Laserplasmen bewegen) eine Elektronendichte zwischen $(5.8 - 1.2) \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Sofern diese Elektronendichte in den folgenden Experimenten überschritten wird, kann man von einer Dominanz der Stoßprozesse (z. Bsp. Stoßanregung, Stoßionisation, Drei-Körper-Ionisation, dielektrische Rekombination) gegenüber den Strahlungsprozessen (wie gebunden-gebunden-Übergänge, Rekombination, Photoionisation) ausgehen [20]. Die zugehörigen Verteilungen entsprechen dann der Boltzmann-Verteilung und es gilt die Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung für die Plasmapartikel.

Auch der Brechungsindex N zeigt eine starke Abhängigkeit von der Elektronendichte/-temperatur (siehe Gleichungen 46 in Kapitel 3.4, Seite 69). Da die Elektronen aufgrund ihrer um den Faktor von ca. 1000 kleineren Masse wesentlich stärker mit den im Plasma vorherrschenden elektrischen und magnetischen Kräften (elektrostatische sowie elektromagnetische Felder) wechselwirken, sind dabei die meisten dieser typischen Plasmaparameter hauptsächlich von deren Dichte n_e und Temperatur T_e abhängig.

Die extremen Zustände in hochdichten Laser-Plasmen machen nun die Entwicklung neuer, geeigneter Diagnosemethoden für die Messung dieser wichtigen Plasma-Parameter gerade im stark gekoppelten Fall nötig. Eine Möglichkeit, nähere Informationen über die Vorgänge innerhalb eines solchen Plasmas zu erhalten, bietet dabei die Analyse der vom Plasma emittierten elektromagnetischen Strahlung.

1.2 Elektromagnetische Strahlung Laser-produzierter Plasmen

Plasmen sind sowohl Quellen von Linien- als auch kontinuierlicher Strahlung mit mehreren verschiedenen Emissionsmechanismen. Die Analyse von Röntgenemissionsspektren gibt beispielsweise Aufschluß über den Zustand der Plasma-Strahlungsquelle, die hochionisierte Atome und Elektronen enthält, und liefert damit eine Möglichkeit zur Analyse von Vorgängen, wie beispielsweise Ausbildung und Energietransport in sehr heißen Plasmen. Man unterscheidet :

- Diskrete gebunden-gebunden (gg)-Strahlung in Form von charakteristischen Spektrallinien
- Kontinuierliche frei-gebunden (fg)-Strahlung (Bremsstrahlung)
- Kontinuierliche frei-frei (ff)-Strahlung

Die zumeist als starkes Hintergrundsignal bezüglich der diskreten Linienstrahlung detektierte Bremsstrahlung wird dabei in erster Linie von den im Vergleich zu den Ionen leichteren Elektronen im Plasma hervorgerufen. Durch Messung der von dem Plasma emittierten Bremsstrahlung kann im Prinzip die mittlere Elektronentemperatur bestimmt werden, wenn eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vorausgesetzt wird. Abweichungen von einer solchen Gleichgewichtsverteilung führen jedoch zu Fehlern bei dieser Temperatur-Bestimmung und können deshalb nur zu einer groben Abschätzung führen (siehe Einleitung zu Kapitel 3).

Bei der Absorption von Licht unterscheidet man bei Intensitäten $< 10^{17} \text{ W/cm}^2$ im wesentlichen zwei wichtige Mechanismen : zum einen die Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung), bei der die Elektronen unter Mitwirkung eines elektromagnetischen Feldes durch Stöße mit den Ionen ihren Impuls derart ändern,

daß sie zur Dämpfung des Feldes beitragen. Zum anderen ist da noch die Resonanzabsorption [21] zu nennen, bei der die einfallende elektromagnetische Welle die Elektronen in der Schicht mit der Elektronendichte gleich der kritischen Dichte (siehe Gleichung 12) und damit $\omega = \omega_p$ zu einer resonanten Plasmawelle antreibt und dabei Energie an diese Plasmawelle abgibt.

Während diese Absorptionsmechanismen vor allem bei niedrigen und mittleren Intensitäten eine wichtige Rolle spielen, treten bei höheren Intensitäten auch (stoßfreie) kollektive Absorptionsmechanismen auf wie beispielsweise der sogenannte Brunel-Effekt [22], der anormale Skineffekt [23] und die $\vec{v} \times \vec{B}_{\text{Laser}}$ -Absorption [24]. Bei extrem hohen Intensitäten müssen dann auch relativistische Effekte [24] und der Einfluß magnetischer Felder [25] mitberücksichtigt werden. So führt die schnelle Oszillationsbewegung der Elektronen im starken Laserfeld zu einer relativistischen Modifikation der Elektronenmasse, was nahezu alle wesentlichen inneren Plasmaparameter wie z.B. die Plasmafrequenz beeinflusst. Weitere relativistische Effekte sind auch das sogenannte 'Lochbohren' [25] und die Erzeugung von energiereichen Ionen und Elektronen [26], die dabei bis auf einige MeV beschleunigt werden können. Gerade diese Effekte in einem stark gekoppelten Plasma sind von theoretischer Seite her und in Simulationen häufig untersuchter Forschungsgegenstand.

Die gesamte von einem Laserplasma emittierte Strahlung muß man demnach als das integrale Ergebnis der Emission und der Absorption im Plasma betrachten.

1.3 Gliederung dieser Arbeit

Insgesamt kann man sagen, daß sich bei Kenntnis der Elektronentemperatur und -dichte innerhalb eines schwach gekoppelten Plasmas eine Vielzahl an physikalischen Eigenschaften in ausreichendem Maße beschreiben lassen. Inwieweit diese Zusammenhänge auch auf stark gekoppelte Plasmen anwendbar sind, ist Gegenstand vieler theoretischer, aber nur weniger experimenteller Arbeiten.

Sinn und Zweck der nun im folgenden präsentierten Experimente ist es, neuartige Methoden zur Messung der beiden wesentlichen Parameter Elektronendichte und -temperatur n_e und T_e im Grenzbereich zwischen schwach und stark gekoppelten Femtosekunden-Laserplasmen vorzustellen. Mit Hilfe derartiger experimenteller Methoden können dann die aus theoretischen Modellen abgeleiteten Phänomene wie z. Bsp. die Energie-Disposition überprüft oder Informationen über die Zustandsgleichungen stark gekoppelter Plasmen gewonnen werden [27]. Aber auch eine direkte Anwendung in aktuellen Forschungsbereichen wie beispielsweise in der Laser-induzierten Trägheitseinschluß-Fusion [28] oder Untersuchungen zum Röntgenlaser [29] ist möglich.

Während im ersten Experiment (Kapitel 2) die absolute Anzahl emittierter Photonen eines Laserplasmas im weichen Röntgengebiet erstmals mit Hilfe eines neuartigen Spektrographen untersucht wird, beschäftigt sich das anschließende Kapitel mit neuartigen Methoden zur Bestimmung von maximaler (Kapitel 3.3) bzw. zeitaufgelöster mittlerer Elektronendichte (Kapitel 3.4) durch Verwendung hoher Harmonischen-Strahlung, wobei gleichzeitig auch die jeweils vorliegende mittlere Elektronentemperatur gemessen werden kann. In einer abschließenden Zusammenfassung werden dann nochmals die wichtigsten Ergebnisse und Schlußfolgerungen genannt.

2 Brillianz von Laser-produzierten Plasmen

In diesem Kapitel soll auf die Strahlungsemission eines Laser-produzierten Plasmas im sogenannten Wasserfenster eingegangen werden. Ziel ist es, die Anzahl der emittierten Photonen pro Laserpuls zu ermitteln, die in einem bestimmten Raumwinkel abgestrahlt werden. Diese sogenannte absolute Brillianz eines Laserplasmas ist insbesondere für Anwendungen in der Wissenschaft und Industrie interessant, hier vor allem im weichen Röntgenbereich von 2.3-4.4 nm.

2.1 Einleitung, Definition der Brillianz und Experiment

Mit Hilfe von hochintensiven Lichtpulsen [30] lassen sich heutzutage auf relativ einfache Art und Weise kompakte Röntgenstrahlquellen in Form von Laser-produzierten Plasmen erzeugen [31, 32, 33]. Dabei zeigen Laserplasmen eine Reihe von Vorteilen gegenüber konventionellen Quellen von (weicher) Röntgenstrahlung [34] :

- Hohe Konversionsrate Laserenergie - Röntgenstrahlungsenergie
- Hohe Brillianz
- Kleine Quellengröße
- Großer spektraler Emissionsbereich
- Kurze Pulslängen

Für die zahlreichen Anwendungen solcher Röntgenquellen ist dabei insbesondere die weiche Röntgenstrahlung von 2.3 nm bis 4.4 nm im sogenannten Wasserfenster von großer Bedeutung.

In diesem Spektralbereich liegt der Absorptionskoeffizient [35] von Sauerstoff und Stickstoff ca. eine Größenordnung unterhalb dessen von Kohlenstoff (siehe Abbildung 1). Das macht gerade diesen Bereich für die Röntgenmikroskopie biologischer Objekte in ihrer natürlichen (d.h. zumeist wässrigen) Umgebung, wie z. Bsp. in Zellkernen, mit hohem Kontrast und einer Auflösung in der Größenordnung von nm interessant [36, 37]. Andere vergleichbare Durchlicht-Methoden zur Röntgenmikroskopie, wie beispielsweise die Transmissionselektronenmikroskopie, erlauben zwar eine sehr hohe Auflösung bis in den atomaren Bereich hinein, erfordern jedoch, daß sich die biologischen Objekte im Vakuum befinden und als dünne Schichten vorliegen.

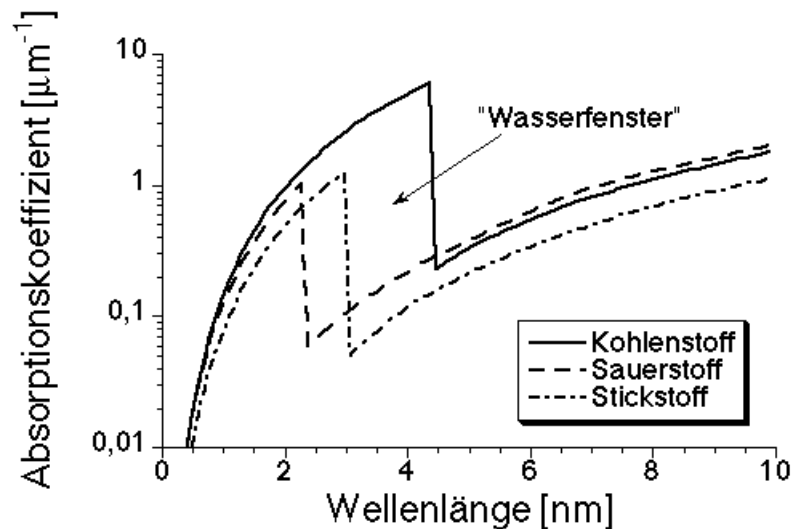


Abbildung 1: *Das Wasserfenster - ein Bereich vermindeter Absorption von Stickstoff und Sauerstoff im Vergleich zu Kohlenstoff zwischen 2.3 - 4.4 nm*

Dies bedingt, daß das biologische Präparat getrocknet (oder das enthaltene Wasser durch eine andere Substanz ersetzt) werden muß, was dessen natürliche Erscheinungsform nachhaltig verändern, wenn nicht gar zerstören kann [37]. Gerade aus diesen eben genannten Gründen gewinnt die Anwendung von Laserplasmen als Röntgenquelle im Wasserfenster immer mehr an Bedeutung, was gleichzeitig verbunden ist mit der Notwendigkeit, die wichtigsten Eigenschaften

eines Laserplasmas im Hinblick auf diese Anwendungen zu charakterisieren. Eine solche Charakterisierung hat sich dieses Kapitel zur Aufgabe gestellt. Als weitere, zukunftssträchtige Anwendungsgebiete seien hier aber auch die Röntgenlithographie, Kristallographie (Röntgenstrukturanalyse), Medizin, Absorptions- und Fluoreszenzspektroskopie sowie die Halbleiterherstellung [38, 39, 40, 41] ergänzend genannt. Doch erhält man beispielsweise auch in der Plasmaphysik durch Analyse dieses Spektralbereiches Informationen über die Wechselwirkung hochintensiver Laserstrahlung und Materie unter extremen Bedingungen [42, 43, 44]. Wichtig für die Anwendungen eines Laserplasmas ist daher - neben guter zeitlicher und räumlicher Kohärenz - das grundlegende Wissen über die emittierte Anzahl von Photonen in einem bestimmten Spektralbereich und Raumwinkel. Und genau dies soll unter definierten experimentellen Bedingungen - welche einen sehr großen Einfluß auf die Emissionen eines Laserplasmas haben [45] - in diesem Kapitel untersucht werden. Dazu muß zunächst einmal die zu bestimmende Größe - die absolute Brilliance B - genau definiert werden, wie sie aus dem Bereich der Synchrotron-Quellen [46] bekannt ist, hier jedoch für gepulste Lichtquellen [47] :

$$B = \frac{N'}{\Delta\Omega A (\Delta\nu/\nu) Puls} \quad (5)$$

wobei N' die Anzahl der Photonen, $\Delta\Omega$ den Raumwinkel, A die Quellfläche und $\Delta\nu/\nu$ die betrachtete Bandbreite angibt. Alle diese Größen müssen bei diesem Experiment exakt bestimmt sein, um möglichst genaue Aussagen über die absolute Brilliance des Laserplasmas zuzulassen. Der experimentelle Aufbau bei dieser Brillianzmessung bestand aus einem KrF*-Hochintensitätslaser-System, einer Vakuumkammer mit Fokussieroptik, Festkörpertarget und einem absolut kalibrierten Spektrographen inklusive Detektor für den weichen Röntgenbereich. Das Plasma wurde mit Hilfe eines KrF*-Excimer-Farbstofflaser-Systems erzeugt, auf das hier im folgenden kurz eingegangen werden soll (für Details siehe Referenz [48]).

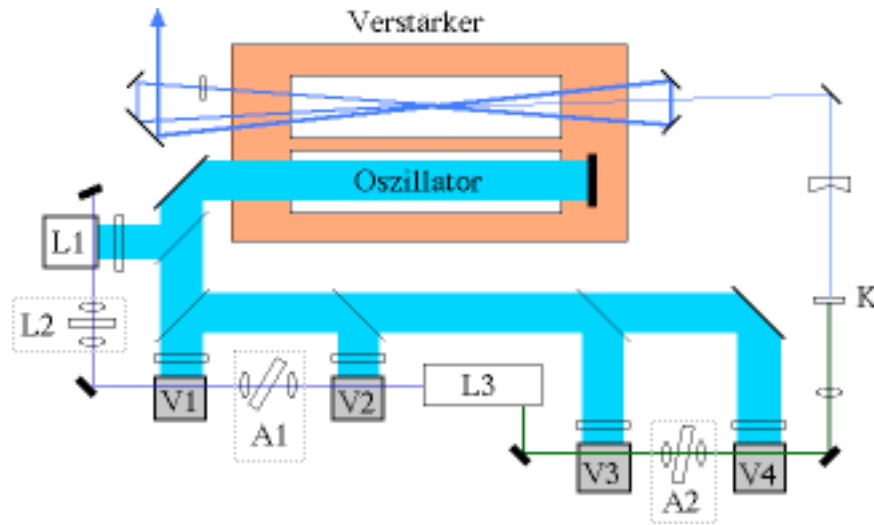
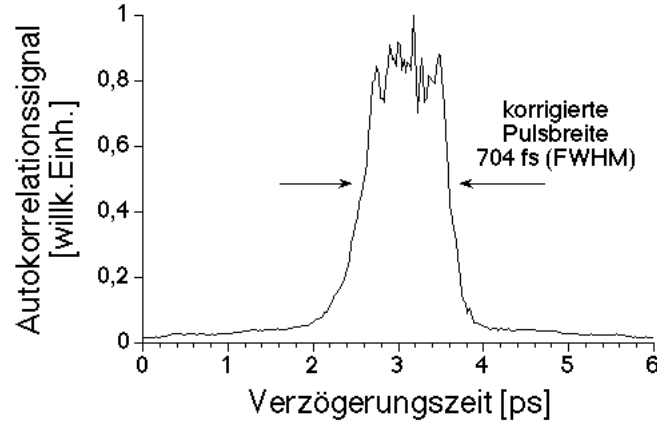


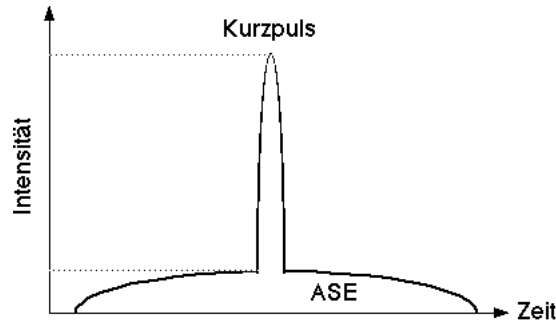
Abbildung 2: Das KrF^* -Lasersystem - es bestand im wesentlichen aus einem Excimer-Laser, der verschiedene Stufen von Farbstoff-Kurzpulslasern (L1-L3) und Verstärkerzellen (V1-V4) pumpte. Ein Farbstofflaser mit verteilter Rückkopplung (L3) lieferte dabei den kürzesten Puls, der mit einem nichtlinearen Effekt (K) und einem Mehrfachdurchgang durch einen Verstärker schließlich auf 248.5 nm bei 700 fs Pulsbreite und ca. 20 mJ Pulsenergie verstärkt wurde

Das Lasersystem (siehe Abbildung 2) erzeugte mit einer Repetitionsrate von 1 Hz kurze UV-Laserpulse von 20 mJ (mit einer Schuß-zu-Schuß-Fluktuation von ca. 20 %) bei 248.5 nm. Die Pulsbreite von (700 ± 60) fs voller Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum = FWHM, siehe Abbildung 3) konnte dabei durch einen Einzelschuß-Autokorrelator gemessen werden. Das Nachweisprinzip bei diesem Autokorrelator bestand aus der räumlichen und zeitlichen Überlagerung zweier identischer Anteile des Laserpulses in einem Kerr-Medium (hier Quarz-Plättchen), wobei das mit Hilfe des Kerr-Effektes entstandene Autokorrelationssignal 3.Ordnung gemessen werden konnte und nach dessen numerischer Auswertung den oben genannten Wert für die Laserpulsbreite ergab [50].

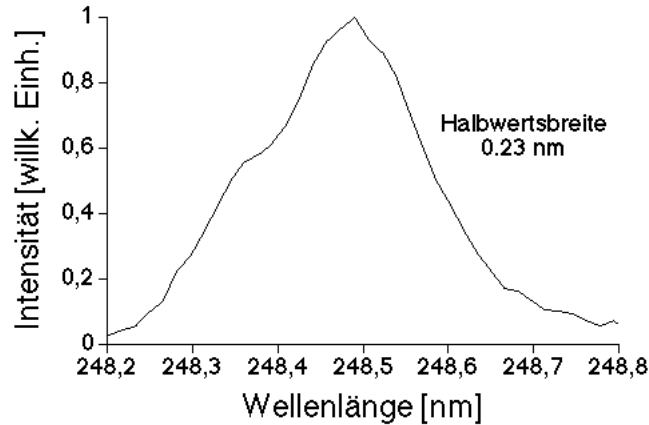
Zur Bestimmung des Kontrastverhältnisses, d.h. des Verhältnisses von Intensität des Kurzpulses und der verstärkten spontanen Emission (amplified spontaneous emission, ASE) auf der Targetoberfläche (siehe Abbildung 4), wurden die

Abbildung 3: *Pulsbreiten-Messung des KrF*-Laserpulses*

jeweiligen Energiedichten im Fokus einer sphärischen Suprasil-Linse (Brennweite 50 cm) ausgemessen [49]. Der Fokus des stark abgeschwächten Laserpulses bzw. ASE-Pulses wurde dazu mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen und die Energieflächendichte beider Pulse vermessen.

Abbildung 4: *Typischer zeitlicher Intensitätsverlauf des KrF*-Laserpulses*

Der Kontrast zwischen maximaler Intensität von Subpikosekunden-Kurzpuls und Nanosekunden-ASE betrug laut dieser Messung 10^6 - 10^7 . Der Laserpuls war zudem p-polarisiert bezüglich der Einfallsrichtung und der Targetnormalen mit einem Polarisationsgrad von ca. 95 % [49]. Abbildung 5 zeigt das KrF*-Pulsspektrum. Eine asphärische CaF_2 -Linse (Brennweite 35 cm, Durchmesser 5 cm), die eine astigmatismusfreie Abbildung für die Laserwellenlänge von 248.5 nm erlaubte, fokussierte den Puls bis zu einem Fokusbereich von $(7 \pm 3) \mu\text{m}$ (FWHM).

Abbildung 5: *Gemessenes Spektrum des KrF*-Laserpulses*

Zu Beginn des Experiments war dieser Fokus durch Messung des stark abgeschwächten, in Luft fokussierten Laserpulses unter Verwendung der gleichen CaF_2 -Linse mit Hilfe einer CCD-Kamera ausgemessen worden. Während des Experiments war es zudem möglich, jederzeit diese Fokussierung durch die Beobachtung mit einem externen Mikroskop ständig zu kontrollieren, welches eine geeichte Meßskala zur Durchmesserbestimmung des Fokus mit einer Genauigkeit von $10\text{ }\mu\text{m}$ besaß.

Die Intensität I auf der Targetoberfläche ließ sich unter Beachtung, daß nur ca. 40 % der Pulsenergie in der Fokusfläche deponiert werden [49], somit auf $(3 \pm 1) \times 10^{16}\text{ W/cm}^2$ bestimmen. Als Targets dienten polierte runde Stäbe aus Kohlenstoff (C) und Bornitrid (BN), die drehbar auf einer xyz-Verschiebehalterung montiert waren, so daß für jeden Laserschuß eine frische Targetoberfläche gewährleistet werden konnte. Der Einfallswinkel der einfallenden Laserstrahlung zur Targetnormalen betrug $\Theta = (30 \pm 4)^\circ$, was durch Messung des Reflexionswinkels bei abgeschwächtem Laserpuls bestimmt wurde.

Das ganze Experiment fand bei einem Druck von 10^{-4} mbar in einer Vakuumkammer statt (siehe Abbildung 6). Für die Messung der vom Plasma

emittierten Photonenzahlen im Wasserfenster war an die Vakuumkammer ein neuartiger, absolut kalibrierter Spektrograph mit nichtaxialer elliptischer Reflexionszonenplatte (RZP-Spektrograph) angeschlossen. Wegen der Neuartigkeit dieses Spektrographen wird im nächsten Unterkapitel genauer auf dessen Aufbau und Funktionsweise eingegangen.

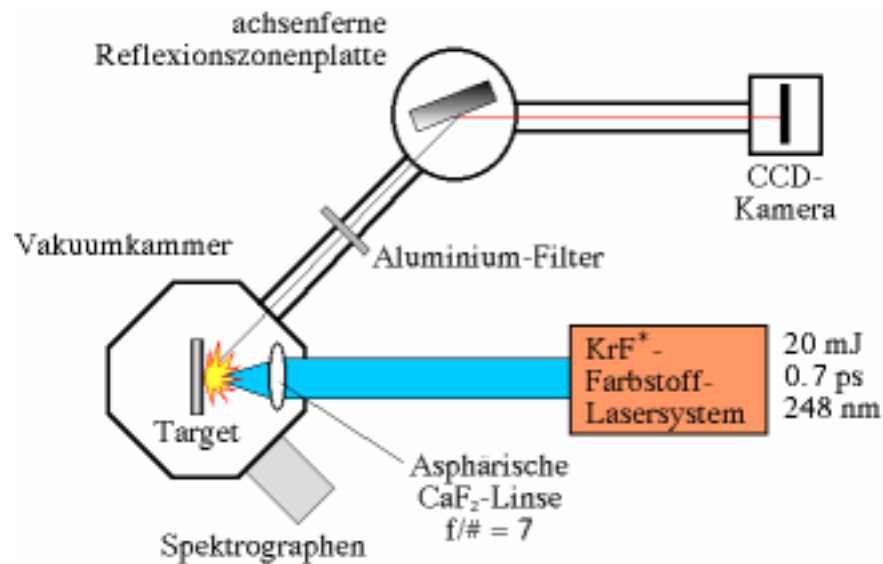


Abbildung 6: *Experimenteller Aufbau - der Laserpuls wurde mit Hilfe einer Linse auf ein Target in der Vakuumkammer fokussiert, wobei ein Mikroskop die Fokussierung überwachte. An die Vakuumkammer angeschlossen waren zwei Transmissionsgitter-Spektrographen und ein absolut kalibrierter Reflexionszonenplatten-Spektrograph*

Zusätzlich zu diesem Spektrographen wurden parallel dazu von zwei identischen, nichtkalibrierten Transmissionsgitter(TGS)-Spektrographen [51] Messungen in überlappenden Wellenlängen-Bereichen vorgenommen, um eine absolute Kreuzkalibrierung dieser Spektrographen vornehmen zu können und gleichzeitig Aussagen über die Emission des Plasmas in einem größeren spektralen Bereich zuzulassen. Den schematischen Aufbau der beiden Spektrographen zeigt Abbildung 7.

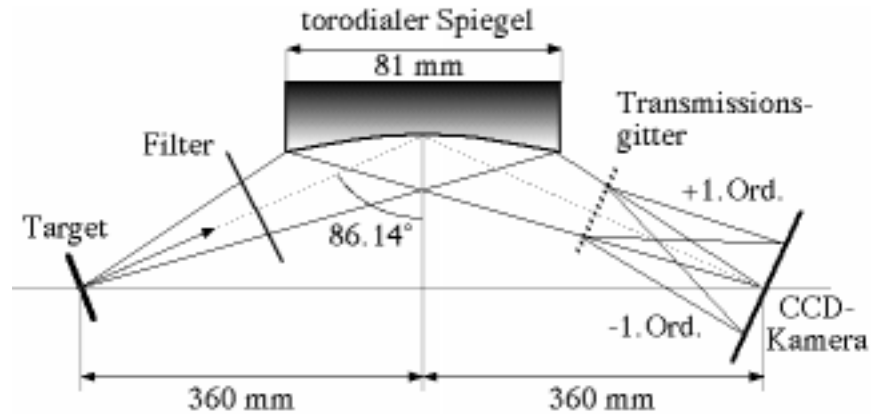


Abbildung 7: Aufbau eines Transmissionsgitter-Spektrographen - das Plasma wurde mit Hilfe eines torodialen Spiegels (unter streifenden Einfall) auf die Detektorebene im Maßstab 1:1 abgebildet. Ein Gold-Transmissionsgitter (1000 bzw. 5000 Linien/mm) diente dabei als dispersives Element

Die Strahlquelle wurde mit Hilfe eines toroidalen Nickel-bedampften Spiegels unter streifendem Einfall auf einen Detektor abgebildet, der aus einer Kombination von zwei hintereinandergeschalteten Mikrokanalplatten in Chevron-Anordnung (Galileo, VUV-40 CEMA) und einer nachfolgenden Diodenzeile (Princeton Instruments RY-1024F/GO PDA) bestand. Ein freistehendes Gold-Transmissionsgitter mit 1000 bzw. 5000 Linien/mm (X-OPT, Gainesville, Florida, USA) diente dabei zur spektralen Zerlegung der transmittierten Strahlung. Während sich der eine TGS-Spektrograph (1000 Linien/mm) auf gleicher Ebene wie der RZP-Spektrograph und das Target befand und unter dem gleichen Beobachtungswinkel von 45° auf die Targetnormale ausgerichtet war, beobachtete der zweite Spektrograph (5000 Linien/mm) aufgrund der vorgegebenen Vakuumkammer-Geometrie das Target von oben unter 45° .

Ein Aluminum-Filter (Dicke 100 nm, Lebow Company, Goleta, USA; Transmissionscharakteristik [35] siehe Abbildung 8) vor dem 1000-Linien/mm-Spektrographen blockte die direkte Laserstrahlung ab, während der zweite Spektrograph mit dem 5000-Linien/mm-Gitter keinen Filter besaß. Damit wurde insgesamt ein Wellenlängenbereich von 1 - 70 nm detektierbar.

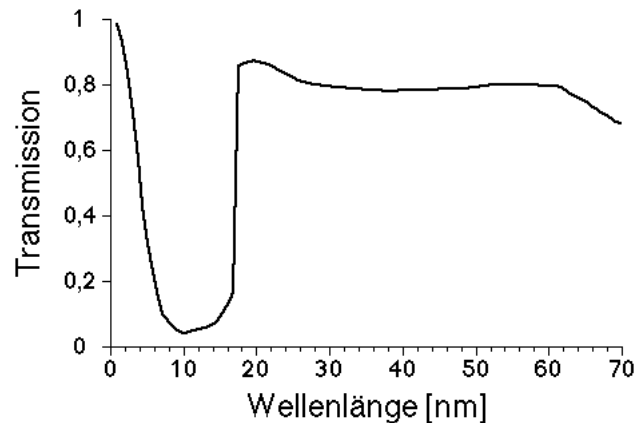


Abbildung 8: *Transmission eines 100nm-dicken Aluminiumfilters*

Mit diesen beiden Spektrographen wurden parallel zu dem RZP-Spektrograph Einzelschuß-Spektren aufgenommen, um anschließend eine Kreuzkalibrierung der TGS-Spektrographen vornehmen zu können.

2.2 Prinzip und Aufbau des Reflexionszonenplatten-Spektrographen

Um nun die absolute Brillanz des von dem KrF*-Lasersystem erzeugten Plasmas zu messen, wurde hier ein neuartiger Spektrograph eingesetzt, der gleichzeitig sowohl die Plasma-Ausdehnung als auch absolutkalibrierte Spektren im weichen Röntgenbereich mit Hilfe nur eines einzelnen optischen Elements auf einem ebenen Substrat detektieren konnte. Entwickelt und gebaut wurde dieser von der Forschungseinrichtung Röntgenphysik der Georg-August-Universität Göttingen [52] mit Hilfe der Elektronenstrahl-Litographie (Elektronenstrahlschreiber LION, Jenoptik Technologie GmbH, Jena) als Schichtsystem (Chrom-Germanium, Dicke 25 nm) auf einem ebenen Glassubstrat.

Dieses optische Element bestand aus einer Kombination eines Reflexionsgitters, welches die spektrale Zerlegung vornahm, und einer Fresnel-Zonenplatte, welche

die einfallenden Röntgenstrahlen zu einem Quellenbild fokussierte, wie in Abbildung 10 schematisch dargestellt [53]. Zusammengenommen führte dies zu elliptisch geformten Linienpaaren auf dem ebenen Substrat. Durch eine variierende Gitterkonstante $D = 1.131 \dots 1.139 \mu\text{m}$ im Reflexionsgitter konnte gleichzeitig der Astigmatismus, der durch den endlichen Objektabstand hervorgerufen wurde, ausgeglichen werden. Eine Drehung der Reflexionszonenplatte - gleichzusetzen mit der Variation des Einfallswinkels Θ - mit nachfolgender Korrektur der Fokussierung ermöglichte dabei das Messen in einzelnen Wellenlängenbereichen.

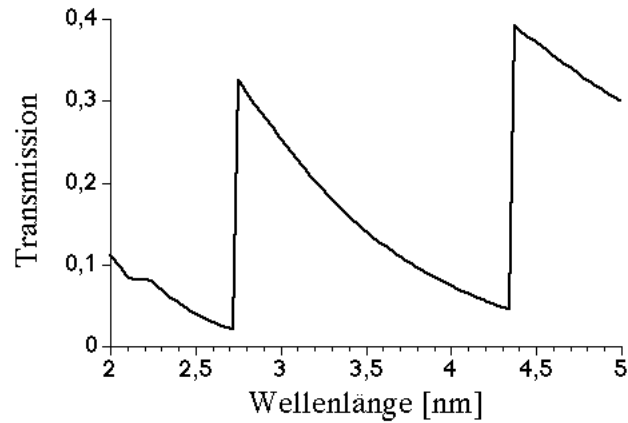


Abbildung 9: *Transmission einer 230 nm-dicken Titanschicht auf einer Polyimidfolie mit 125 nm Dicke*

Ein zusätzlicher Titan-Filter (Dicke 230 nm auf 125 nm Polyimidfolie, siehe Abbildung 9) mit bekannter Transmissionscharakteristik [35] im beobachteten Wellenlängenbereich diente zum Herausfiltern der Laserstrahlung. Das Gesamtspektrum ergab sich dann durch Zusammensetzen der einzelnen Aufnahmen für aufeinanderfolgende Wellenlängen. Das Grundmuster der Reflexionszonenplatte ähnelte einer elliptischen Bragg-Fresnel-Multischichtlinse abseits der optischen Achse, mit der man somit in der Lage war, ein spektral aufgelöstes Bild der Röntgenquelle mit einer räumlichen Auflösung von ca. $1 \mu\text{m}$ zu erhalten [54].

Dieser Aufbau des optischen Elements führte insgesamt zu der Bezeichnung als achsenferne elliptische Reflexionszonenplatte.

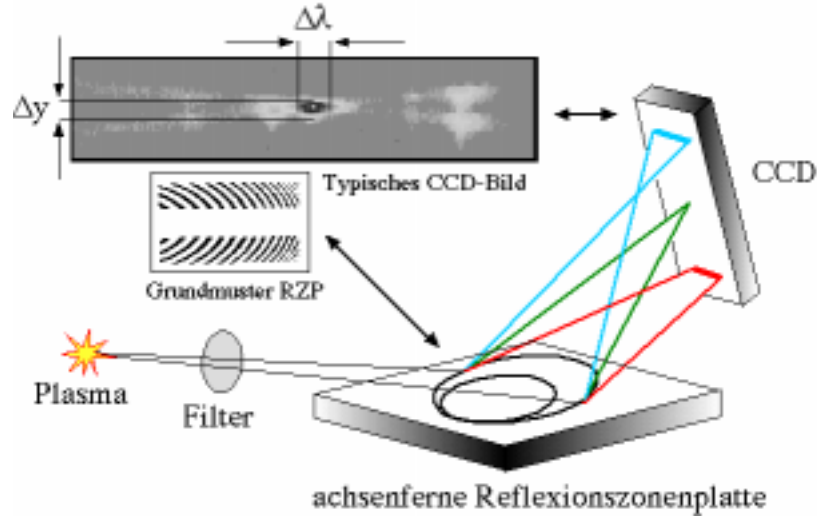


Abbildung 10: Aufbau des Reflexionszonenplatten-Spektrographen mit Plasma, Filter, Reflexionszonenplatte(RZP) und Detektor. Neben den Komponenten wird das Grundmuster der RZP und ein typisches CCD-Kamera-Bild gezeigt

Der so beschriebene Aufbau des Spektrographen zeigte eine geringe Aberration, was zu mehr Flexibilität im experimentellen Aufbau führte, andererseits aber auch einen kleineren effektiven Raumwinkel hervorrief. Im Detail bestand die hier benutzte RZP aus zwei aktiven Regionen auf einem Glassubstrat mit jeweils einer Fläche von $1 \times 8 \text{ mm}^2$ und jeweils 7000 Linienpaaren. Sowohl die Vergrößerung M_0 als auch die Brennweite

$$f'_0 = \frac{1}{1/a_0 + 1/b_0} \quad (6)$$

nahmen dabei die in der Tabelle 2 angegebenen Werte an, sofern Objektweite a_0 , Bildweite b_0 und Wellenlänge λ_0 den ebenfalls dort angeführten Kenngrößen entsprechen. Da Beugung der bilderzeugende Prozeß ist, variierte die Brennweite $f' = f'_\lambda \propto \lambda^{-1}$ mit der Wellenlänge analog zu der bekannten Abhängigkeit bei Zonenplatten (siehe Abbildung 11).

Das führte dazu, daß die Strahlung der Wellenlänge λ_0 auf die Detektorebene fokussiert wurde, hingegen konnten Wellenlängen $\lambda \neq \lambda_0$ nur unscharf und seitlich verschoben detektiert werden. Die hohe lineare Dispersion war der Grund dafür, daß der gesamte Wellenlängenbereich bei einer bestimmten Stellung der RZP nur ca. 0.4 nm betrug, dafür jedoch die detektierten Spektren eine sehr große Auflösung zeigten. Gleichzeitig wurden höhere Beugungsordnungen dadurch ausgeblendet, ein häufiges Problem bei Röntgenspektrographen (siehe z. Bsp. Referenz [26]).

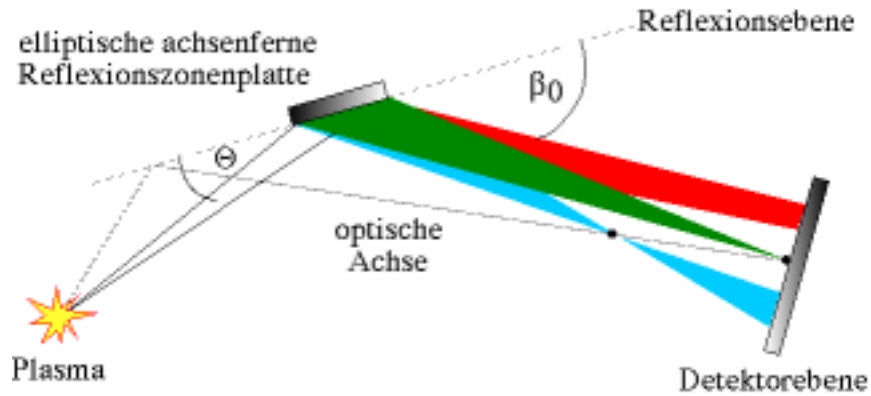


Abbildung 11: *Abbildungsprinzip des Reflexionszonenplatten-Spektrographen - Definition des Einfalls- und Ausfallswinkels, die spektrale Zerlegung und Fokussierung*

In Experimenten an anderen Röntgenquellen wurde mit diesem RZP-Spektrographen eine spektrale Auflösung von 0.006 nm erreicht [55, 56], was eine genaue Messung von Linienbreiten und -formen im Wasserfenster und damit von Effekten wie beispielsweise der Stark-Verbreiterung in heißen Plasmen ermöglicht.

Während dieser optische Aufbau ein in seitlicher Richtung spektral aufgelöstes Bild der Strahlungsquelle auf einer gedünnten, rückseitig beleuchteten CCD-Kamera (Photometrics AT200L, Tektronix TK512B, 512×512 Bildpunkte) erzeugte,

erhielt man in der Höhe ein direktes Abbild der Quelle. Die Bildpunkt(Pixel)-Größe der CCD-Kamera begrenzte die kleinste räumliche Auflösung in der Detektorebene auf ca. 20 μm , die damit wesentlich größer war als der Fokusedurchmesser. Eine direkte Abbildung der Plasma-Röntgenquelle mit der vom Spektrographen ermöglichten Auflösung von ca. 1 μm war somit nicht möglich. Immerhin konnte so eine Obergrenze für den Röntgen-Emissionsbereich von 20 μm gemessen werden.

| | | |
|---------------------|---------------------------|--------------------|
| Wellenlänge | λ_0 | 2.4 nm |
| Gegenstandsweite | a_0 | 1500 mm |
| Bildweite | b_0 | 3000 nm |
| Brennweite | f'_0 | 1000 nm |
| Vergrößerung | M_0 | 2 |
| Einfallswinkel | Θ | 1.5^0 |
| Ausfallswinkel | β_0 | 4.0^0 |
| Winkeldispersion | $d\beta/d\lambda$ | 13 mrad/mm |
| Lineare Dispersion | $dx/d\lambda$ | 38 mm/nm |
| Raumwinkel | Ω_0 | 2×10^{-7} |
| Räumliche Auflösung | Δy | 3 μm |
| Spektrale Auflösung | $\lambda_0/\Delta\lambda$ | 1000 |

Tabelle 2: *Kenngrößen des RZP-Spektrographen*

Um quantitative Messungen der Brillanz mit dem Spektrographen zu ermöglichen, wurde die Beugungseffizienz der RZP, die Quanteneffizienz des Detektors und die Filtercharakteristik als Funktion der Wellenlänge gemessen. Diese Kalibrierung konnte an der Röntgen-Testkammer der Forschungseinrichtung Röntgenphysik, Göttingen, am Elektronenspeicherring BESSY, Berlin, über einen Bereich von $\lambda = 1 - 5$ nm vorgenommen werden. Die maximale Beugungseffizienz der RZP war so zu $(4.0 \pm 0.2) \%$ bei $\lambda = 2.4$ nm und die Detektor-Quanteneffizienz zu mehr als $(60 \pm 5) \%$ [57] bei schwacher Wellenlängen-Abhängigkeit bestimmt worden.

Insgesamt beträgt der Fehler in den nun folgenden Angaben über Photonenzahlen weniger als 30 %, was den Vorteil eines integrierenden Detektors (CCD-Kamera) zeigt, der an einer kontinuierlichen Röntgenquelle wie dem BESSY-Elektronenspeicherring absolut kalibriert werden kann. Wie Referenz [58] zeigt sind Messungen mit Photodioden oder Photomultipliern meist mit starken Fehlern zwischen 50 % bis hin zu einer Größenordnung behaftet aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Meßelektronik bei ultrakurzen Signalen [58]. Große Nichtlinearität und relativ schwere Reproduzierbarkeit erschwert auch den Einsatz von kalibrierten Röntgenfilmen [59].

Zusammenfassend bot der RZP-Spektrograph neben dem Vorteil einer Absolutkalibrierung für Brillanzmessungen im Bereich des Wasserfensters eine hohe spektrale Auflösung und gleichzeitig eine Messung der oberen Quellgröße bei aberrationsarmer und nahezu astigmatismusfreier Abbildung.

2.3 Ergebnisse zur Brillanzmessung und Vergleich mit anderen Strahlquellen

Abbildung 12 zeigt nun das von dem RZP-Spektrographen aufgenommene Kohlenstoff-Spektrum, das zusammengesetzt ist aus acht sich überlappenden Teilspektren, jedes gemittelt über 250 Laserschüsse. Im wesentlichen erkennt man die K-Schalen-Linien von vier- bis fünffach ionisiertem Kohlenstoff : die Ly_α - bis hin zur Ly_δ -Linie, ebenso deutlich die He_α - und He_β -Linie. Aber auch die Kontinuumsmission jenseits der Lyman-Linien zu kleineren Wellenlängen hin hebt sich deutlich vom Rauschsignal hervor.

Die maximale Puls-Brillanz beobachtet man dabei in der He_α -Linie (CV $1s^2$ - $1s2p$) bei $\lambda = 4.03$ nm, gefolgt von der Ly_α -Linie (CVI $1s$ - $2p$) bei $\lambda = 3.37$ nm. Die totale Anzahl von Photonen, emittiert in einer Linie pro Puls und Raumwinkel, kann durch Integration über die Quellgröße und die Linienbreite ermittelt werden.

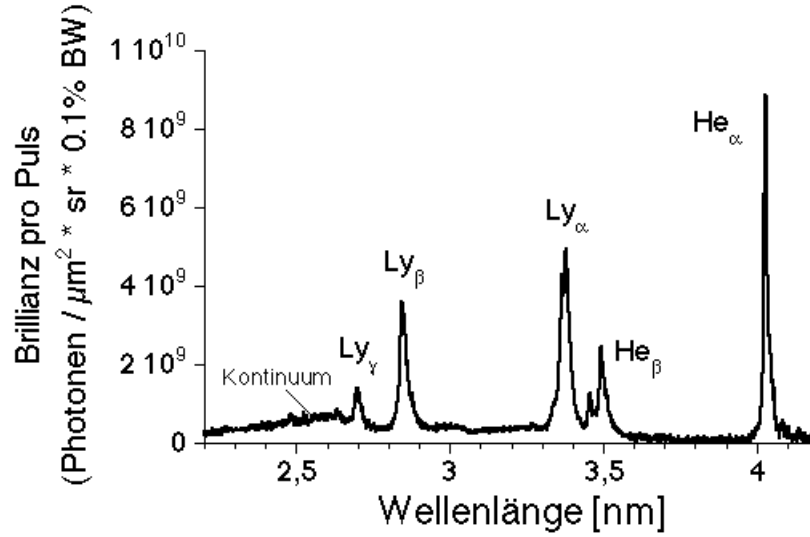


Abbildung 12: Kohlenstoffspektrum des Reflexionszonenplatten-Spektrographen

Die höchste gemessene Photonenzahl in diesem Spektrum findet man so für die Ly_α -Linie mit insgesamt 1.3×10^{11} Photonen pro Puls und Steradian (hier und in allen folgenden Angaben zur absoluten Brillianz liegt der Fehler bei Angaben von Photonenzahlen bei 30 %).

Tabelle 3 enthält nun Daten am Beispiel Kohlenstoff über die gemessenen Linienbreiten (bei einem Fehler von 0.0002 nm) und absoluten Photonenzahlen zusammen mit der jeweiligen Effizienz η der Linienstrahlung. Letztere wird als Verhältnis der emittierten Energie in der jeweiligen Linie (wobei eine Emission des Plasmas - da es sich um Rekombinationsstrahlung handelt - in den gesamten Raumwinkel von 4π angenommen wurde) zu der gesamten Pulsenergie definiert. Die Strahlung geht bei ihrer Entstehung in den gesamten Raumwinkel von 4π , auch wenn sie hinter dem Target nicht gemessen werden kann. Die im Target absorbierte Strahlung kann dann zwar wieder (z.B. resonant) Röntgenstrahlung erzeugen, die dann wiederum in 4π geht, aber zusammengenommen tragen diese Sekundärprozesse nur wenig zur insgesamt gemessenen Strahlungsleistung bei, denn das Target wirkt nicht als Spiegel für die Röntgenstrahlung.

Für die Berechnung der Konversionseffizienz und entsprechender Daten ist es daher sicher richtig, die primäre, und damit die in 4π emittierte Strahlung zu bewerten.

| KOHLENSTOFF | λ [nm] | LINIENBREITE [nm] | $N'/(sr * PULS)$ | η [%] |
|---------------|----------------|-------------------|----------------------|------------|
| He_{α} | 4.027 | 0.0124 | 8.7×10^{10} | 0.30 |
| He_{β} | 3.497 | 0.0214 | 4.2×10^{10} | 0.17 |
| Ly_{α} | 3.374 | 0.0339 | 1.3×10^{11} | 0.53 |
| Ly_{β} | 2.847 | 0.0254 | 7.0×10^{10} | 0.34 |
| Ly_{γ} | 2.699 | 0.0316 | 3.4×10^{10} | 0.17 |

Tabelle 3: *Ergebnisse für ein Kohlenstoff-Plasma*

Integriert man das Kohlenstoff-Spektrum über den gesamten gemessenen Wellenlängenbereich, so erhält man eine totale Konversionseffizienz von $\eta = 0.05$, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen vergleichbarer Experimente ist [32, 60].

Mißt man die Pulsbreite der He_{α} -Linie, emittiert von einem Femtosekunden-Laser-produzierten Plasma, mit Hilfe einer Röntgen-Schmierbildkamera [61], so kann man bei einer Pulsbreite von $\tau_R = 25$ ps für die Messungen mit dem RZP-Spektrographen auf eine maximale Brilliance schließen von :

$$B_{max} \approx 5 \times 10^{18} \text{ Photonen}/(s \times \mu m^2 \times sr \times 0.1 \% \text{ Bandbreite})$$

Dagegen beträgt die durchschnittliche Brilliance - wenn man die Repetitionsrate von 1 Hz berücksichtigt - circa

$$B \approx 10^8 \text{ Photonen}/(s \times \mu m^2 \times sr \times 0.1 \% \text{ Bandbreite})$$

Ergänzend zeigt Abbildung 13 noch das Spektrum des Bornitrids in einem Wellenlängenbereich von $\lambda = 2.15 - 3.15$ nm unter gleichen Bedingungen. Die Linienbreite der Stickstoff- He_{α} -Linie bei $\lambda = 2.88$ nm beträgt 0.018 nm (FWHM) mit insgesamt ca. 7×10^9 Photonen/(sr \times Puls).

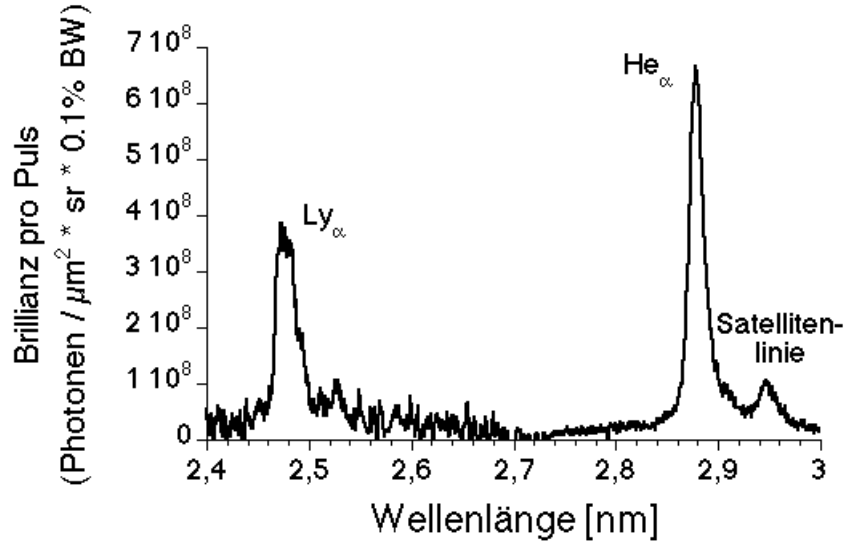


Abbildung 13: *Bornitridspektrum des Reflexionszonenplatten-Spektrographen*

Diese verhältnismäßig kleine Zahl begründet sich wahrscheinlich daher, daß die Mehrheit der emittierten Energie sich im Bor-Spektrum wiederfindet (siehe Vergleichsspektren von Bornitrid der TGS-Spektrographen).

2.3.1 Bestimmung der mittleren Elektronentemperatur aus dem Lyman-Kontinuum

Eine Möglichkeit, die mittlere Elektronentemperatur in einem Plasma zu messen, bietet folgende Methode aus der Plasmaspektroskopie : aus der Beobachtung des emittierten Kontinuums zwischen zwei Absorptionskanten der jeweiligen Atomsorte läßt sich nämlich ein Maß für die mittlere Elektronentemperatur T_e finden [62]. Aus der in Abbildung 14 berechneten Steigung des in diesem Experiment gemessenen Lyman-Kontinuums kann man unter der Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im rekombinierenden Plasma und unter Berücksichtigung, daß dieses Absinken des Signals proportional zu

$$e^{-h\nu/k_b T_e} \quad (7)$$

geschieht (mit der Planck-Konstanten h und der Photonenfrequenz ν), eine mittlere Elektronentemperatur T_e von (93 ± 29) eV bestimmen. Dies stimmt auch gut mit Elektronentemperaturen aus simulierten Kohlenstoff-Spektren [63, 64] unter gleichen experimentellen Bedingungen überein.

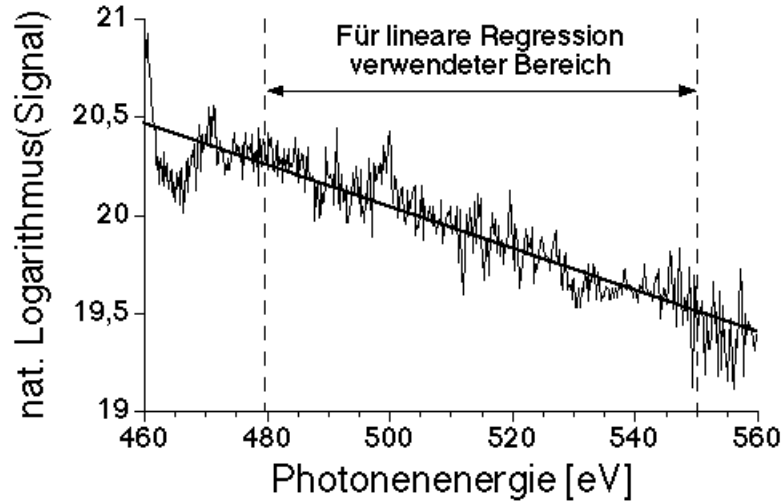


Abbildung 14: *Bestimmung der mittleren Elektronentemperatur aus der Steigung des Lyman-Kontinuums gegenüber der Photonenenergie*

2.3.2 Elektronendichte-Abschätzung aus der Stark-Verbreiterung

Die verhältnismäßig großen gemessenen Linienbreiten sind auf den Stark-Effekt - d. h. Aufspaltung der Energieniveaus der Atome in starken elektrischen Feldern, hervorgerufen durch die geladenen Teilchen im heißen Plasma - als dominierenden Linienverbreiterungsmechanismus zurückzuführen [20, 65]. Dieser Effekt ist im allgemeinen sehr klein und nur bei hohen elektrischen Feldern und hoher spektraler Auflösung experimentell zu beobachten. Für Wasserstoff und wasserstoff-ähnliche Ionen wird dabei die Entartung der Zustände mit gleicher Hauptquantenzahl und verschiedener Bahndrehimpuls-Quantenzahl erst durch das äußere elektrische Feld aufgehoben und nicht schon durch innere atomare Felder. So kommt es dabei zu einer zur elektrischen Feldamplitude proportionalen Aufspaltung der Terme.

Im Falle eines He-ähnlichen Ions ist der Stark-Effekt jedoch ein Effekt 2.Ordnung, es kommt dabei zu einer Aufspaltung und Verschiebung der Linien im Spektrum mit quadratischer Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Im folgenden soll die Abschätzung der Elektronendichte aus der Ly_α -Linie des wasserstoff-ähnlichen Kohlenstoffs berechnet werden mit Hilfe der sogenannten Trägheitsnäherung [66]. Durch die elektrische Wechselwirkung mit den geladenen Teilchen im heißen, dichten Plasma tritt eine Störung des strahlenden Ions auf, die in dieser Näherung [66, 67] auf die folgende Gleichung 8 für die Linienverbreiterung $\Delta\lambda$ führt. Dabei wird die Zeit zwischen zwei Stößen dem Kehrwert der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei}^{-1} (typische Werte sind dabei 10^{-14} - 10^{-16} s für Laserplasmen [17]) gleichgesetzt, und die Zeitdauer eines Stoßes entspricht in dieser Näherung gleich dem Quotienten aus Debye-Länge (siehe Gleichung 2) und der mittleren Elektronengeschwindigkeit (c entspricht dabei der Lichtgeschwindigkeit), was auf Zeitdauern von 10^{-17} s führt.

$$\Delta\lambda \simeq \frac{\lambda^2}{2 \pi c} \nu_{ei} \quad (8)$$

Nach Einsetzen der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz (siehe hierzu Gleichung 42) ergibt sich folgende Gleichung :

$$\Delta\lambda \simeq \frac{\lambda^2}{2 \pi c} 3 \times 10^{-6} \frac{n_e[\text{cm}^{-3}] <Z>}{T_e^{3/2}[\text{eV}]} \left(23.5 + \ln \left(\frac{T_e^{3/2}[\text{eV}]}{<Z> \sqrt{n_e[\text{cm}^{-3}]}} \right) \right) \quad (9)$$

Bei der relativ moderaten Intensität von $(3 \pm 1) \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ und hohen Elektronendichten im Bereich von 10^{23} cm^{-3} kann dabei von der zur Herleitung dieser Gleichung vorausgesetzen Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ausgegangen werden.

Unter der Annahme, daß die Atome vollständig ionisiert sind, ergibt sich für die Ly_α -Linie bei $\lambda = 3.374 \text{ nm}$ mit einer Linienbreite von $\Delta\lambda = 0.0339 \text{ nm}$

und der aus dem Lyman-Kontinuum bestimmten mittleren Elektronentemperatur $T_e = 93$ eV durch Umstellen der oberen Gleichung nach n_e ein Wert von $(1.5 \pm 1.0) \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ für die Elektronendichte. Der Fehler in der Elektronendichte ergibt sich dabei im wesentlichen aus den Schuß-zu-Schuß-Schwankungen der Spektren, des weiteren aus dem Fehler der linearen Regression. Da die Ly_α -Linienstrahlung zu einem hohen Ionisationsgrad des Kohlenstoff-Atoms gehört, wird diese zeitlich früher emittiert verglichen zu niedrigeren Ionisationsstufen, also wenn das Laserplasma noch kaum expandiert ist und damit noch hohe Dichten aufweist.

2.3.3 Einzelschuß-Spektren der TGS-Spektrographen

Die Abbildungen 15-18 zeigen nun noch gemessene Einzelschuß-Spektren der beiden TGS-Spektrographen mit 1000 bzw. 5000 Linien/mm für Kohlenstoff (Abbildungen 15 und 16) bzw. Bornitrid (Abbildungen 17 und 18), welche die typischen Emissionslinien von angeregten Zuständen auf den Grundzustand aufweisen, unterlegt von einer zu größeren Wellenlängen hin absinkenden Plasma-Untergrundstrahlung und dem starken Signal der nullten Ordnung zu kleineren Wellenlängen hin. Die wichtigsten Emissionslinien sind dabei mit den entsprechenden Ionisationszuständen der jeweiligen Atomsorte und den Übergangstermen charakterisiert.

Die meisten Kohlenstoff-Linien in den beiden gemessenen Spektralbereichen (siehe Abbildungen 15 und 16) gehören zu den verschiedenen Ionisationszuständen von Kohlenstoff CIV bis CVI. Während im Bereich von 1-60 nm (Abbildungen 15) alle drei Ionisationsstufen vertreten sind (CVI nur andeutungsweise) und zwischen ca. 4 bis 18 nm die Filtercharakteristik des Aluminium-Filters (zum Abblocken der direkten Laserstrahlung) deutlich im Spektrum zu erkennen ist, zeigt das höher aufgelöste Spektrum (Abbildungen 16) die Ionisationsstufen CVI und CV ohne den Einfluß eines Filters. Die Ly_α -Linie (3.4 nm) und die He_β -Linie (3.5 nm) kann dabei nicht mehr aufgelöst werden.

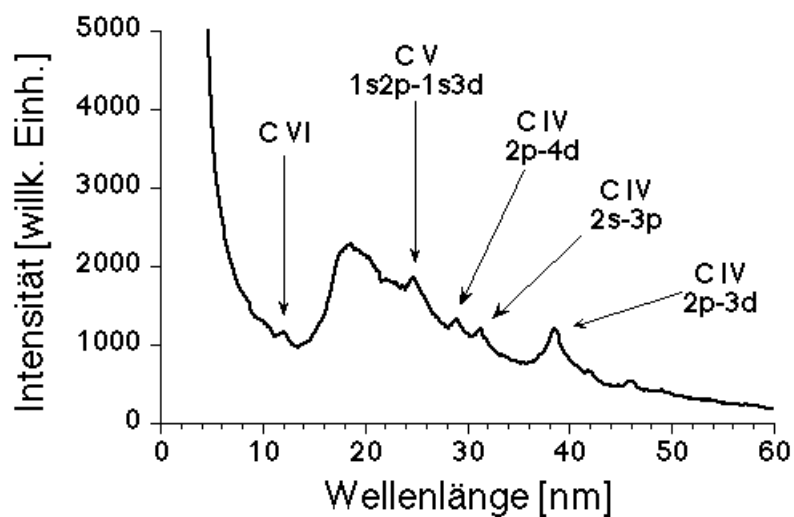


Abbildung 15: Kohlenstoffspektrum (1000 L/mm) des TGS-Spektrographen

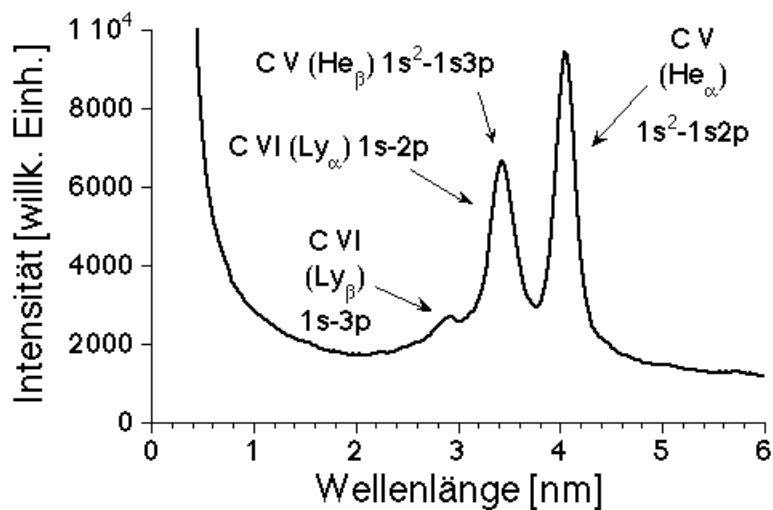


Abbildung 16: Kohlenstoffspektrum (5000 L/mm) des TGS-Spektrographen

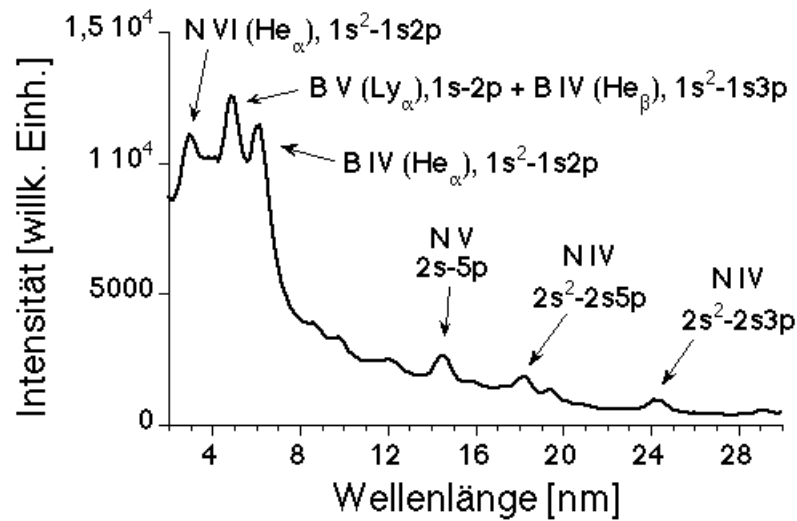


Abbildung 17: Bornitridspektrum (1000 L/mm) des TGS-Spektrographen

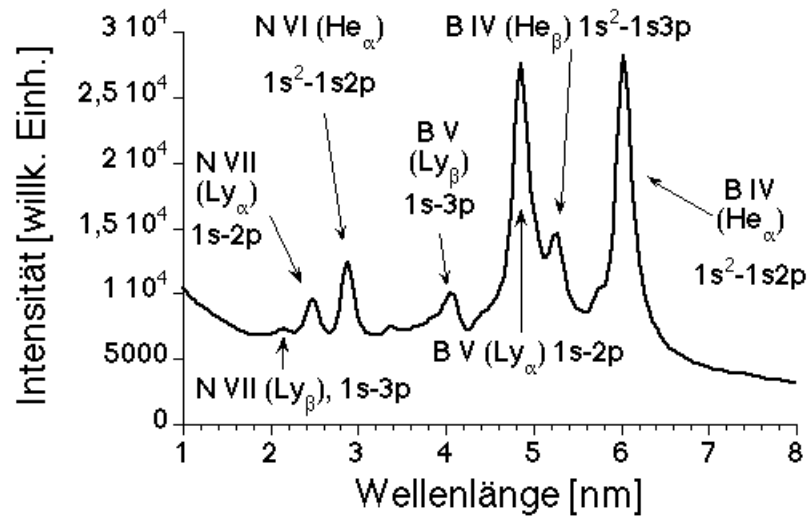


Abbildung 18: Bornitridspektrum (5000 L/mm) des TGS-Spektrographen

Dagegen zeigen die Bornitrid-Spektren (siehe Abbildung 17) hauptsächlich die Emissionslinien BV, BIV des Bors und NIV bis NVI des rekombinierenden Stickstoffs. Im Wellenlängenbereich 30-60 nm können dagegen keine Linien mehr identifiziert werden, da sie unterhalb der Nachweis-Schwelle des Spektrographen liegen. Bei höherer spektraler Auflösung und kleinerem Wellenlängen-Bereich zeigt Abbildung 18 ein wesentlich stärkeres Signal in den Bor-Linien BV, BIV als vergleichsweise in der Stickstoff-Linie NVII, was auf die geringere Ionisierungsenergie des Bors im Vergleich zum Stickstoff - zum Beispiel bedarf es zur Ablösen des letzten Elektrons vom Bor-Ion ca. 32800 kJ/mol, dagegen bei Stickstoff 64300 kJ/mol - zurückzuführen ist. Gleichzeitig können in nahezu allen Spektren auch kleine Peaks von der zweiten Beugungsordnung der starken Linienstrahlung bei höheren Wellenlängen identifiziert werden.

Durch Vergleich der integralen Emissionssignale von RZP- und TGS-Spektrographen können somit letztere kreuzkalibriert werden, was es ermöglicht, zukünftig auch für diese Spektrographen absolute Photonenzahlen in gemessenen Spektren anzugeben. Dabei wurde der Umrechnungsfaktor von CCD-Kamera-Zählrate auf detektierte Photonen zu $(1.32 \pm 0.40) \times 10^6$ Photonen/Zählrate bestimmt. Diese Kreuzkorrelation beschränkt sich jedoch auf den Wellenlängenbereich, den die Messung mit dem RZP-Spektrographen vorgibt, da außerhalb dieses Bereiches ein unbekanntes, nichtlineares Verhalten der Nachweiselektronik der TGS-Spektrographen vorliegt.

2.3.4 Vergleich des Laserplasmas mit anderen Quellen weicher Röntgenstrahlung

Die Messung der absoluten Brillanz eines Laser-produzierten Plasmas ist nur dann aussagekräftig, wenn man die erhaltenen Daten mit denen anderer Röntgenquellen vergleicht (siehe Abbildung 19).

In der Abbildung 19 sind die Brillanzen verschiedener Röntgenquellen eingezeichnet, darunter typische Brillanzen heute gebräuchlicher Synchrotronquellen, aber auch von Laserplasmen - wobei hier unterschieden wird zwischen Kontinuums- und Linienstrahlung - und Lasern im extremen UV-Bereich (XUV).

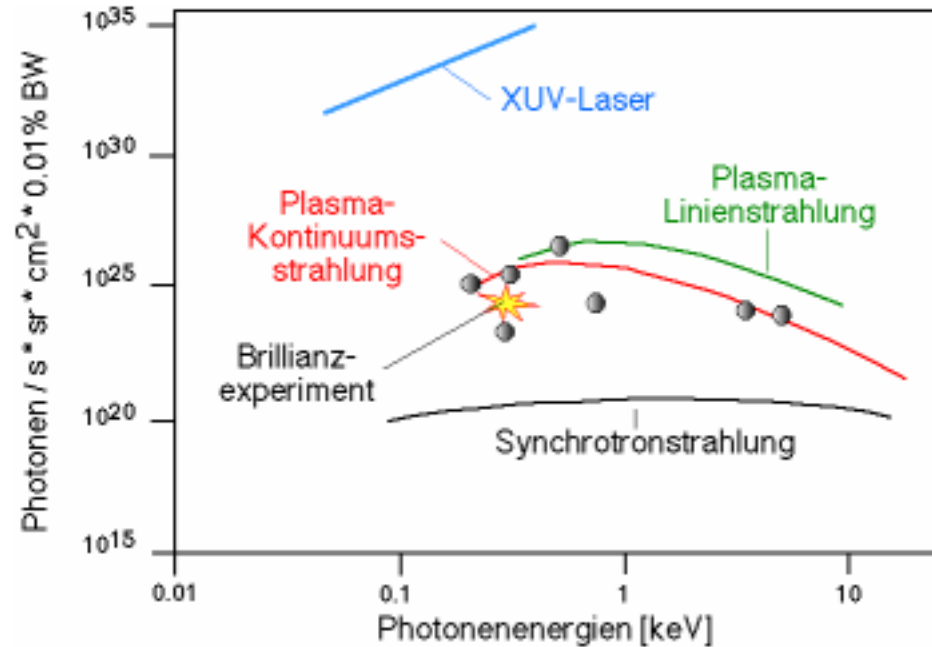


Abbildung 19: Vergleich der Brillanz von Quellen im XUV- bzw. Röntgenbereich

Zusätzlich zu den genannten Quellen sind weitere experimentell gemessene absolute Brillanzen von Laserplasmen (graue Punkte) [58, 59, 68, 69, 70] mit eingezeichnet, ebenfalls als Stern eingetragen ist die in diesem Experiment bestimmte absolute Brillanz. Zu beachten ist hierbei die Definition der Brillanz auf der y-Skala, welche die Quellgröße in cm^2 mitberücksichtigt, was bei gleichzeitig geringer Bandbreite (BW) für eine deutlich höhere Photonenausbeute von Laserplasmen im Vergleich zu Synchrotron-Quellen führt. Deshalb ist der Einfluß des bestrahlten Raumwinkels vergleichsweise gering, der bei Laserplasmen im allgemeinen mit 4π angenommen wird, bei Synchrotron-Strahlungsquellen jedoch in Form eines gebündelten Strahls mit relativ geringer Divergenz (typischerweise im mrad-Bereich) vorliegt.

Typische maximale Brillianzen von Synchrotrons - der am häufigsten verwendeten Quelle weicher Röntgenstrahlung - wie zum Beispiel der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF, Grenoble, Frankreich) oder dem BESSY II (Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung, Berlin, Deutschland) [71] erreichen dort beispielsweise für Wiggler :

$$B^{wig} \approx 10^{15} \text{ Photonen}/(s \times \mu\text{m}^2 \times sr \times 0.1 \% \text{ Bandbreite})$$

und für Undulatoren :

$$B^{und} \approx 5 \times 10^{18} \text{ Photonen}/(s \times \mu\text{m}^2 \times sr \times 0.1 \% \text{ Bandbreite})$$

Diese Strahlquellen liefern demnach vergleichbare Werte wie die hier gemessenen maximalen Brillianzen eines Laser-produzierten Plasmas :

$$B_{max}^{plasma} \approx 5 \times 10^{18} \text{ Photonen}/(s \times \mu\text{m}^2 \times sr \times 0.1 \% \text{ Bandbreite})$$

Und gerade der hohe Konversionsgrad zwischen Laserenergie und emittierter Energie im Wasserfenster macht Laserplasmen - bei immer höheren Intensitäten, erreichbar durch relativ kleine, kompakte Lasersysteme - für die technisch-industrielle oder medizinische Anwendung immer interessanter.

Damit wurde in diesem Experiment erstmals die maximale Brillianz von 1.3×10^{11} Photonen pro Puls und Steradian eines Subpikosekunden-UV-Laser-produzierten Plasmas unter Verwendung eines neuartigen elliptischen, achsenfernen Reflexionszonenplatten-Spektrographen absolut gemessen [72]. Die im Laserplasma vorhandene mittlere Elektronentemperatur und -dichte konnte mit Hilfe der Analyse des Lyman-Kontinuums bzw. der Starkverbreiterung auf (93 ± 29) eV bei $1.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ berechnet werden.

3 Direkte zeitaufgelöste Messung der Elektronendichte und -temperatur hochdichter Plasmen

Detektiert man Strahlung in Transmission durch ein Plasma, so muß dazu deren Frequenz oberhalb der charakteristischen, von der Elektronendichte abhängigen Plasmafrequenz liegen. Mit dieser Grundidee ist es möglich, die Elektronendichte direkt und absolut zu messen. In den folgenden Kapiteln sollen darauf basierend zwei neuartige Meßmethoden vorgestellt werden, die mit Hilfe von Harmonischen-Strahlung bekannter Frequenzen die Messung von Elektronendichten und zusätzlich auch Elektronentemperaturen von Laserplasmen zeitaufgelöst ermöglichen.

3.1 Einleitung und Grundlagen

Auf die Bedeutung der Elektronen in einem Laser-produzierten Plasma wurde ja schon in der Einleitung dieser Arbeit kurz eingegangen. Wichtige optische Eigenschaften und Effekte, die ein Laserplasma so interessant für die Untersuchung der Wechselwirkung von hochintensiver Strahlung und Materie machen, sind auf die Dichte und Temperatur der Elektronen als abhängige Größen zurückführbar. Meist wird dabei von schwach gekoppelten Plasmen ausgegangen, so daß die daraus abgeleiteten Abhängigkeiten i. allg. nur für den Fall gültig sind, daß das Plasma als ideales Gas betrachtet werden kann. Deshalb ist es von großem Interesse, direkte, experimentelle Meßmethoden zu entwickeln, die zeitaufgelöst detaillierte Informationen über Dichte und Temperatur der Elektronen innerhalb Laser-erzeugter Plasmen liefern, um so diese Gesetzmäßigkeiten gerade auch in stark gekoppelten Plasmen untersuchen zu können.

Für die Messungen von Elektronendichten in Laserplasmen gibt es verschiedene direkte und indirekte Methoden, die hier nur kurz aufgezählt werden sollen, wobei die meisten dieser Methoden keinerlei direkte Zeitauflösung bieten :

- Interferometrie : (siehe Abbildung 20)

Bei diesem Verfahren wird in einem Arm eines Interferometers das Plasma erzeugt, die durch den dichteabhängigen Plasma-Brechungsindex induzierte Phasenverschiebung gemessen und so auf die Elektronendichte zurückgeschlossen [20, 73].

- Schlierenmethode : (siehe Abbildung 21)

Dabei wird die durch ein Plasma transmittierte Strahlung auf einen Detektor (z. Bsp. CCD-Kamera) derart abgebildet, daß nur die durch den variierenden Plasma-Brechungsindex abgelenkte Strahlung auf den Detektor fällt, die unbeeinflusste Strahlung wird durch eine Schneide ausgeblendet [74].

- Schattenabbildung : (siehe Abbildung 22)

Hier fällt die durch ein Plasma transmittierte Strahlung direkt auf die Bildebene eines Detektors. Zur Bestimmung der Elektronendichte nutzt man aus, daß die Helligkeit des so detektierten Schattens von der zweiten Ableitung des Brechungsindex abhängt. [74].

- Intensitätsverhältnis zweier Emissionslinien :

Das Elektronendichte-abhängige Intensitätsverhältnis von Interkombinationslinien und Resonanzlinien wird dabei aus den Plasma-Spektren bestimmt. Aufgrund der schwachen Temperatur-Abhängigkeit werden jedoch bevorzugt Satellitenlinien zur Analyse verwendet, da für alle Satellitenlinien einer Ionenspezies die gleiche Temperaturabhängigkeit besteht [75, 76].

- Starkverbreiterung von Spektrallinien [59] : (siehe Unterkapitel 2.3.2)

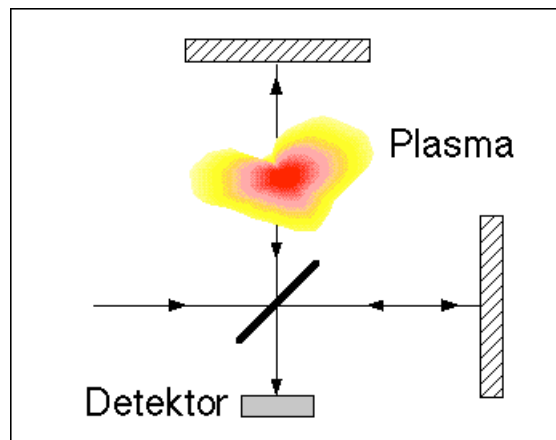


Abbildung 20: *Interferometrische Elektronendichte-Bestimmung*

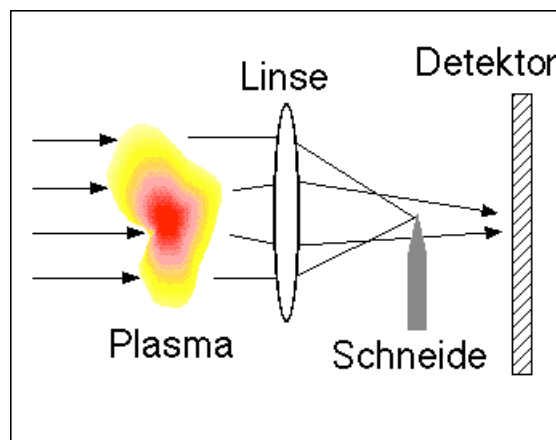


Abbildung 21: *Prinzip der Schlieren-Methode*

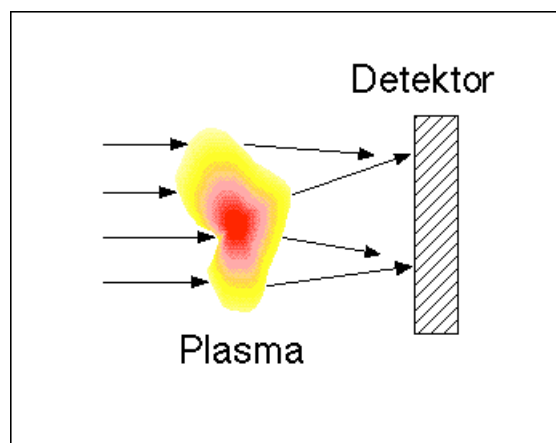


Abbildung 22: *Meßprinzip bei der Schattenabbildung*

Spektroskopie ist dabei die routinemäßig am häufigsten verwendete Methode in der Plasma-Physik, um direkte Informationen über hochdichte, stark gekoppelte Laserplasmen zu erhalten [77]. Zeitintegrierte Elektronendichten von $6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ wurden so bereits durch Linienprofil-Messungen von Lithium-ähnlichen Chlor-Spektren in Plasmen, die mit Subpikosekunden-Laserpulsen erzeugt wurden, nachgewiesen [59]. Allerdings erfordern solche Linienprofil-Analysen aufwendige Computerprogramme zur Anpassung und Berechnung von Linienprofilen an die jeweils gemessenen Spektren. Ebenso wurden Elektronendichten auch schon bis zu $3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ mit Hilfe der Moiré-Interferometrie gemessen [73]. Erst durch die Kombination einer Röntgen-Schmierbildkamera und eines Röntgenspektrographen kann hierbei auch eine Messung mit Zeitauflösung erfolgen. Dichten bis zu $8 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ bei 60 ps Zeitauflösung wurden so bereits experimentell bestimmt [78]. Geeignete Diagnosemethoden mit Zeitauflösung im Femtosekunden-Bereich zur Untersuchung stark gekoppelter Plasmen mit hoher Dichte müssen dagegen erst noch entwickelt werden.

Im Gegensatz zu diesen meist indirekten Methoden, die oft keine absolute Messung der Elektronendichte ermöglichen, sollen hier nun zwei neuartige Methoden vorgestellt werden, deren gemeinsame Grundidee auf einer bekannten allgemeinen Eigenschaft des Plasmas beruht und deshalb gerade auch im Falle eines stark gekoppelten Plasmas gültig ist. Zu Herleitung dieser Grundidee müssen zunächst jedoch die Zusammenhänge zweier charakteristischer Plasma-Größen veranschaulicht werden.

Durch die Rückstellkräfte aufgrund des elektrischen Feldes zwischen Ionen und Elektronen kommt es in einem durch die Debye-Länge definierten lokalen Raumbereich zu longitudinalen, elektrostatischen Schwingungen der Elektronen.

Dies geschieht mit einer charakteristischen Eigenfrequenz, der sogenannten Plasmafrequenz ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \simeq 56000 \sqrt{n_e [cm^{-3}]} Hz \quad (10)$$

abhängig von der Elektronendichte n_e und der Elektronenmasse m_e (e ist die Elementarladung). Aus der Dispersionsrelation für die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen der Frequenz ω und Wellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda$ in einem homogenen Plasma (unter Vernachlässigung von Stoßprozessen)

$$\omega = \omega_p^2 + k_0^2 c^2 \quad (11)$$

ergibt sich mit c als der Lichtgeschwindigkeit eine imaginäre Wellenzahl k_0 für den Fall, daß $\omega < \omega_p$, was gleichbedeutend mit der Aussage ist, daß sich eine elektromagnetische Welle nicht mehr im Plasma ausbreiten kann, deren Frequenz unterhalb der Plasmafrequenz liegt, und demzufolge reflektiert bzw. absorbiert wird.

Für eine gegebene Strahlung kann man durch Auflösung der Gleichung 10 nach der Elektronendichte auf die sogenannte kritische Elektronendichte n_c schließen, bei der $\omega = \omega_p$ gilt :

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = \frac{4 \pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2 \lambda^2} \simeq 1.11 \times 10^{21} \frac{1}{\lambda [\mu m]^2} cm^{-3} \quad (12)$$

Trifft demnach Strahlung der Frequenz ω auf eine Plasmaschicht mit der kritischen Dichte n_c , so kann sie nicht weiter in das Plasma eindringen. Diese Eigenschaft des Plasmas kann man sich nun zunutze machen : Strahlung bekannter Frequenz sowohl oberhalb als auch unterhalb der Plasmafrequenz ω_p wird dabei in Transmission durch das Laserplasma gemessen (siehe Abbildung 23).

Von dem Auftreten und dem Verhältnis der durch das Plasma transmittierten Signale zueinander kann dann - bei bekanntem ursprünglichen Signalverhältnis aller verwendeten Frequenzen - die Elektronendichte absolut bestimmt werden.

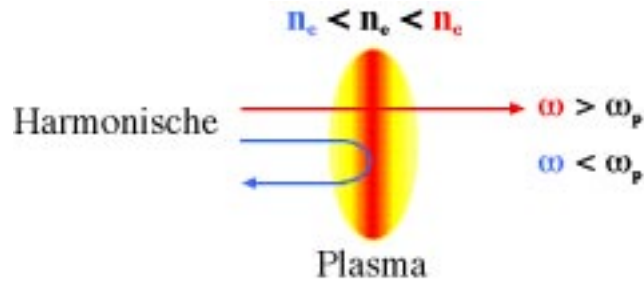


Abbildung 23: *Verwendete Grundidee*

Da die Plasma-Elektronendichte im Bereich von $n_e \approx 10^{23} - 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ erwartet werden kann (siehe Kapitel 2), muß man laut Gleichung 10 für derartige Messungen Vakuum-Ultraviolett(VUV)-Strahlung im Bereich von ca. 30-100 nm verwenden. Ein relativ einfacher Weg, definierte, ultrakurze VUV-Pulse mit hoher Brillianz für diese Grundidee zur Elektronendichte-Messung zur Verfügung zu stellen, ist die Erzeugung von Harmonischen-Strahlung (Harmonischer). Die beiden im folgenden vorgestellten Meßmethoden verwenden genau diese Erzeugung von hohen Harmonischen mit zwei unterschiedlichen Verfahren, um die Elektronendichte eines Laserplasmas absolut und erstmals auch zeitaufgelöst für bestimmte Abschnitte der Plasma-Generierung bzw. -entwicklung - basierend auf dieser Grundidee - zu messen, wobei zusätzlich auch die jeweils vorherrschende Elektronentemperatur ermittelt werden kann.

3.2 Erzeugung von Harmonischen

3.2.1 Harmonischen-Erzeugung allgemein

Die nichtlineare Optik [79], welche sich mit Phänomenen aufgrund der Modifikation optischer Eigenschaften unter Einfluß intensiver Lichteinwirkung beschäftigt, wurde spätestens nach der Entdeckung der Erzeugung der 2.Harmonischen-

Strahlung [80] als interessantes Forschungsgebiet entdeckt. Nichtlinear bedeutet dabei, daß die beobachteten Effekte auf nichtlineare Weise von der elektrischen Feldstärke des Lichtfeldes abhängen. Diese nichtlinearen Phänomene sind sehr klein, daher hat ihr Studium und ihre Nutzbarmachung erst nach Erfindung des Lasers [81] mit seinem intensiven, kohärenten Licht stattfinden können, denn erst dann spielen die höheren Ordnungen in der Gesamtpolarisation \vec{P}_g eine Rolle :

$$\vec{P}_g(\vec{r}, t) = \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(2)} \vec{E}(\vec{r}, t)^2 + \chi^{(3)} \vec{E}(\vec{r}, t)^3 + \dots = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (13)$$

An der Abhängigkeit der einzelnen Beiträge zur Polarisation von der Potenz der elektrischen Feldamplitude \vec{E} erkennt man den Grund, weshalb nur bei sehr hohen Feldstärken diese Modifikationen der Suszeptibilität χ nachweisbare Effekte erzeugen können. Durch Einsetzen in die aus den Maxwell'schen Gleichungen hergeleitete Wellengleichung [82] (mit der magnetischen Feldkonstanten μ_0 , der Dielektrizitätskonstanten ϵ und der elektrische Leitfähigkeit σ) :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \mu_0 \sigma \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL} \quad (14)$$

ergibt sich auf der rechten Seite ein Quellterm, der u.a. entsprechend der Gleichung $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ bei einer Mischung zweier elektrischer Felder der Frequenzen ω_1, ω_2 in einem nichtlinearen Medium, wie z. Bsp. in bestimmten Kristallen, zur Erzeugung kohärenter Strahlung der Mischfrequenz ω_3 führen kann.

Die optische Polarisation nichtlinearer Medien entsteht hauptsächlich durch die nur leicht gebundenen Valenzelektronen, die durch das Laserfeld ausgelenkt werden. Besitzt so ein nichtlineares Medium eine Inversionssymmetrie, so spiegelt sich diese in der potentiellen Energie $V_{pot}(x)$ der Elektronen-Auslenkung x wieder :

$$V_{pot}(x) = \frac{m}{2} \omega_0^2 x^2 + \frac{m}{4} B x^4 + \dots = V_{pot}(-x) \quad (15)$$

Die Rückstellkraft ist dabei $F(x) = -\partial V_{pot}/\partial x$. Dagegen kann in einem nicht zentralsymmetrischen nichtlinearen Medien das Potential für die Elektronen, deren Schwingungen im Laserfeld die Harmonischen erzeugen, auch ungerade Potenzen bei der Auslenkung der Elektronen aufweisen, da $V_{pot}(x) \neq V_{pot}(-x)$ gilt :

$$V_{pot}(x) = \frac{m}{2} \omega_0^2 x^2 + \frac{m}{4} D x^3 + \dots \quad (16)$$

Je nachdem, ob das nichtlineare Medium ein solches Inversionszentrum besitzt oder nicht, können so Harmonische nur un/-gerader Ordnung oder beide Arten gleichzeitig erzeugt werden. Die Erzeugung von Harmonischen wurde bereits in vielerlei verschiedenen Medien beobachtet :

- Gase [83]
- Moleküle [84]
- Cluster [85]
- Metalloberflächen [86]
- Plasmen [87]

Harmonischen-Erzeugung bei der Wechselwirkung von hochintensiver Laserstrahlung mit Festkörpern wurde bereits vor vielen Jahren mit Nanosekunden-CO₂-Lasern beobachtet [88, 89]. Mittlerweile ist die Erzeugung von hohen Harmonischen mit ultrakurzen Laserpulsen eine gebräuchliche Technik zur Produktion von kohärenter Strahlung [90, 91, 92] und hat damit großes Interesse hervorgerufen [93]. Mit Harmonischen-Pulsdauern bis hin zu Attosekunden, deren experimenteller Nachweis jedoch noch aussteht [94, 95], und dem bereits experimentell erfolgreich unternommenen Vorstoß mit Harmonischen in den weichen Röntgenbereich bis 2.7 nm [96] könnten sich immer größere Anwendungsmöglichkeiten eröffnen, gerade auch in Konkurrenz für Laserplasmen

als Lichtquelle im Wasserfenster. Harmonischen bei 2.7 nm könnten laut Gleichung 12 ein Plasma bis zu einer Elektronendichte von $1.5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ durchdringen und deshalb zu deren Diagnostik eingesetzt werden.

Meistens werden aufgrund der relativ einfachen experimentellen Anforderungen Prozesse in Edelgasen zur Erzeugung von Harmonischen genutzt, aber bei Intensitäten größer als 10^{16} W/cm^2 finden in diesem nichtlinearen Medium Ionisationsprozesse statt, welche die Anzahl neutraler Atome als Quellen für die Harmonischen-Strahlung stark herabsetzen. Das führt somit zu einer oberen Grenze der Intensität, wo bei Gasen eine Erzeugung von Harmonischen beobachtbar ist [83].

3.2.2 Harmonischen-Strahlung von oszillierenden Plasma-Oberflächen

Eine mögliche Quelle von Harmonischen-Strahlung ist die Erzeugung hoher Harmonischer durch eine oszillierende Oberfläche eines hochdichten Plasmas bei extrem hohen Intensitäten. Diese Generierung von Harmonischen durch die von der ponderomotorischen Kraft oszillierende Plasmaoberfläche wurde theoretisch von Gibbon [97] und Lichters [98] untersucht mit Hilfe eines voll relativistisch rechnenden Particle-In-Cell(PIC)-Simulationsprogramms. Da die Plasmaoberfläche keine Inversionssymmetrie besitzt, werden neben ungeraden auch gerade Harmonische - aber in schwächerem Maße - generiert.

Durch diese Simulationen gewonnene Auswahlregeln für solche Harmonischen sagen weiterhin für einen Einfallswinkel α zwischen Laserstrahlung und Targetnormalen von 0° die Erzeugung nur gerader (s-polarisierter) Harmonischer voraus. Dagegen erhält man für Einfallswinkel $\alpha > 0$ bei s-polarisierter Laserstrahlung sowohl gerade (p-polarisierte) als auch ungerade (s-polarisierte) Harmonische. Bei p-polarisierter Laserstrahlung und $\alpha > 0$ werden ebenfalls un-/gerade Harmonische generiert, jedoch beide Arten sind p-polarisiert. Abgesehen von der Intensitätsabhängigkeit in einem Bereich von $I\lambda^2 = 10^{17}\text{-}10^{20} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$ - die Intensität der Oberflächen-

Harmonischen geht darin proportional zu $I\lambda^2$ (Laserintensität I , -wellenlänge λ) - wurde darin auch eine Verstärkung der Harmonischen-Emission bei Winkeln zwischen 30° und 45° im Vergleich zur Erzeugung bei 0° bezüglich Einstrahlrichtung und Targetnormalen beobachtet.

Dabei zeigen die ungeraden Harmonischen eine wesentlich stärkere Erzeugungsrate als die ebenfalls aufgrund der fehlenden Inversionssymmetrie der oszillierenden Plasmaoberfläche generierten geraden Harmonischen. Diese Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von Intensität und insbesondere vom Einfallswinkel Strahlung-Targetnormale wird sich im Zusammenhang mit diesem Experiment noch als sehr wichtig erweisen, denn durch eine Differenzmessung von Spektren bei unterschiedlichem Einfallswinkel müßten sich demnach deutliche Signalunterschiede für die Oberflächen-Harmonischen ergeben.

Erst vor kurzem ist auch der experimentelle Nachweis für diese Harmonischen in Reflexion an einer Schicht im hochdichten Plasma, wo die Elektronendichte $n_e = n_c$ die für die Strahlung charakteristische kritische Elektronendichte erreicht, geschehen. Kohlweyer [10] beobachtete gerade und ungerade Harmonische bis zur 7.Ordnung ($\lambda = 113.4$ nm) bei einer Intensität von 10^{17} W/cm² mit einem Titan:Saphir-Lasersystem bei einer Laserwellenlänge $\lambda = 794$ nm. Ebenfalls gerade und ungerade Harmonische bis zur 15.Ordnung ($\lambda = 55.3$ nm, Laserwellenlänge 830 nm) konnten bei $I = 10^{17}$ W/cm² in Reflexion nachgewiesen werden [9]. Und bei Experimenten mit einem 2.5 ps, 1035 nm-Laserpulssystem, dessen Pulse bis auf Intensitäten von 10^{19} W/cm² fokussiert wurden, konnten sogar Harmonische bis hin zur 75.Ordnung ($\lambda = 14$ nm) beobachtet werden [99]. Anders als bei Experimenten ebenfalls mit Kurzpulslasern, aber bei Intensitäten kleiner 10^{19} W/cm² [10, 9], beobachtete man keine Emission der Harmonischen in spekulärer Richtung, sondern eine Emission in einen großen Raumwinkel von nahezu 2π . Solche Harmonische, die bei der Wechselwirkung von hochintensiven Laserpulsen und Festkörpern bei relativistischen Intensitäten entstehen, wurden bereits zur Diagnostik von Plasmen benutzt.

Die Messung einer Doppler-verschobenen Harmonischen-Emission von Festkörpertargets kann dazu benutzt werden, um Rückschlüsse auf die Kompressionsgeschwindigkeit der kritischen Oberfläche im Plasma zu ziehen. Die beobachtete Kompression wird dabei durch den starken Lichtdruck verursacht, welcher hier den thermischen Plasmadruck überwiegt [100].

3.3 Messung mit Harmonischen einer nichtlinear oszillierenden Plasmaoberfläche

3.3.1 Theoretische Grundlagen und Meßprinzip

In diesem Kapitel soll nun eine neuartige Methode vorgestellt werden, die maximale Elektronendichte eines Femtosekunden-Laserpuls-erzeugten Plasmas mit Hilfe der im vorhergehenden Unterkapitel vorgestellten Plasma-Oberflächenharmonischen - bei vergleichsweise einfachem experimentellen Aufbau - in einem Einzelschuß-Experiment während der unmittelbaren Wechselwirkung des Laserpulses mit einem Festkörper-Target zu messen. Dazu werden erstmals die hohen un-/geraden Harmonischen - von der Oberfläche eines hochdichten, oszillierenden Plasmas emittiert -in Transmission durch das Laser-erzeugte Plasma beobachtet und anhand der nachgewiesenen Harmonischen mit der geringsten Ordnung die maximale Elektronendichte berechnet, die während der höchsten Intensität - also einer Zeit, die der Pulsdauer von ca. 120 fs entspricht - im Plasma auftritt.

Das Prinzip hinter dieser Meßmethode zeigt Abbildung 24. Die durch die ponderomotorische Kraft (siehe Unterkapitel 3.3.4) erzeugten Oberflächen-Harmonischen werden nun innerhalb einer Zeitspanne, die grob der Pulsdauer entspricht, je nach deren Frequenz ω an dem hochdichten Plasma reflektiert oder absorbiert, ein Teil mit $\omega > \omega_p$ jedoch wird durch das Plasma transmittieren können. Es ist also zu erwarten, daß man in dem detektierten Spektrum hinter dem

Plasma ein starkes Signal für diejenigen un- bzw. geraden Harmonischen findet, deren Frequenz die eben genannte Bedingung erfüllt.

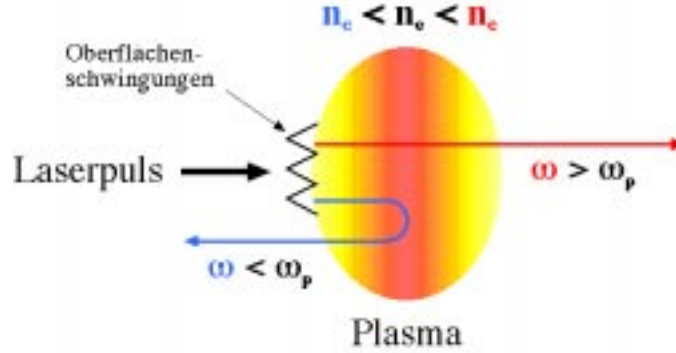


Abbildung 24: Grundlage des Meßprinzips

Der Nachweis derjenigen Harmonischen mit der kleinsten Ordnung (diese kleinste nachweisbare Oberflächen-Harmonische definiert die sogenannte Abbruch-Wellenlänge) erlaubt dann eine Abschätzung der maximalen Elektronendichte, die zu dem Zeitpunkt der Generierung der Harmonischen im Plasma vorlag :

$$\omega \geq \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e} \quad \rightarrow \quad n_e \leq \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (17)$$

Da diese Erzeugung der Harmonischen eine starke Abhängigkeit von $I\lambda^2$ aufweist, werden nur innerhalb des relativ kleinen Zeitraumes der höchsten Intensität die Oberflächen-Harmonischen in einem für den Nachweis ausreichendem Maße erzeugt. Dieses Meßprinzip gibt damit erstmals die Möglichkeit der direkten Messung von hohen Elektronendichten mit Oberflächen-Harmonischen, die nur während der unmittelbaren Wechselwirkung zwischen Laserpuls und dem Festkörper erzeugt werden. Im folgenden Unterkapitel soll der experimentelle Aufbau zur Verwirklichung dieses Prinzips vorgestellt werden.

3.3.2 Experimentelle Erzeugung und Nachweis der Oberflächen-Harmonischen in Transmission

Das Experiment wurde mit einem 2 TeraWatt-, 795 nm-Titan:Saphir-Lasersystem unternommen, welches Laserpulse mit (120 ± 10) fs Pulsbreite bei einer Energie von (245 ± 10) mJ durch die Chirped-Pulse-Amplification(CPA)-Technik (siehe z. Bsp. Referenz [101]) lieferte. Ein Kontrastverhältnis von 10^4 , welches hier definiert ist als Verhältnis von Hauptpuls-Energie zur Energie des Untergrundsignals, konnte mit Hilfe eines Multischuß-Autokorrektors - basierend auf der Erzeugung und Nachweises der 2. Harmonischen der Laserstrahlung, die bei zeitlichem Überlapp des in zwei Teile aufgespaltenen Laserpulses in einem nichtlinearen Medium (BBO-Kristall, 100 μm dick) auftritt - auf einer Zeitskala von 100 ps gemessen werden (siehe zum Aufbau und Prinzip eines solchen Autokorrektors z. Bsp. [102, 103]). Mit einem Einzelschuß-Autokorrektor, der nach dem gleichen Prinzip funktioniert, wurde auch die Pulsbreite bestimmt (siehe Abbildung 26). Einzelheiten zum Aufbau des gesamten Femtosekunden-Lasersystems sind in Abbildung 25 wiedergegeben.

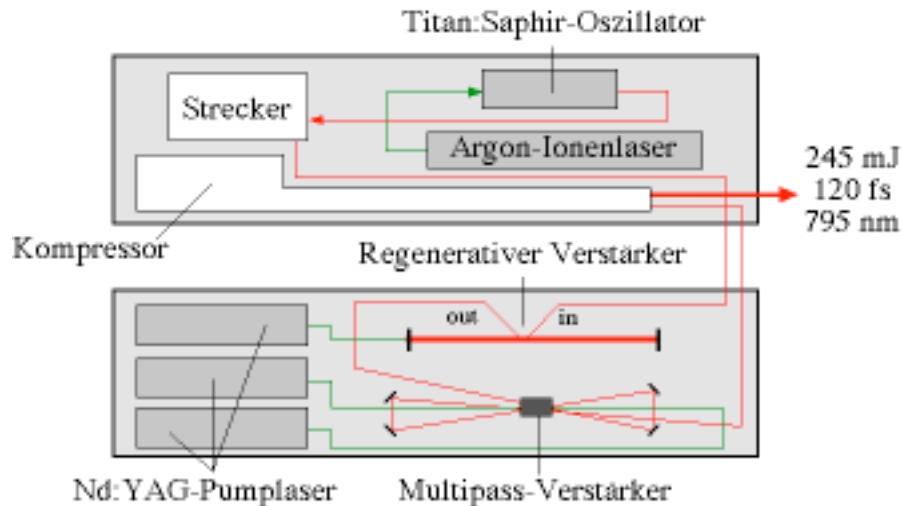


Abbildung 25: *Prinzipieller Aufbau des Ti:Sa-Lasersystems*

Das grundlegende Prinzip der CPA-Technik [104, 105] besteht darin, einen kurzen (Titan:Saphir-) Laserpuls mit großer spektraler Bandbreite durch einen

Strecker - zum Beispiel eine geeignete Kombination von Gittern oder Prismen - zeitlich zu strecken, indem man die verschiedenen Frequenzanteile des Laserpulses unterschiedlich lange Laufwege durchlaufen läßt.

Dieser lange Puls kann dann - ohne der Gefahr von Zerstörung optischer Komponenten durch zu hohe Intensitäten (z.B. durch Selbstfokussierung) - verstärkt werden (bei diesem Lasersystem durch einen regenerativen und einen Multipass-Verstärker, siehe z. Bsp. die Referenz [106]). Mit Hilfe eines Kompressors wird dann - bei entsprechend gegenteiliger Einstellung der Gitter bzw. Prismen zu vorher - die Streckung wieder rückgängig gemacht, so daß man danach den annähernd gleichen kurzen Puls erhält wie zu Beginn mit dem Unterschied, daß dieser jetzt viel energiereicher ist.

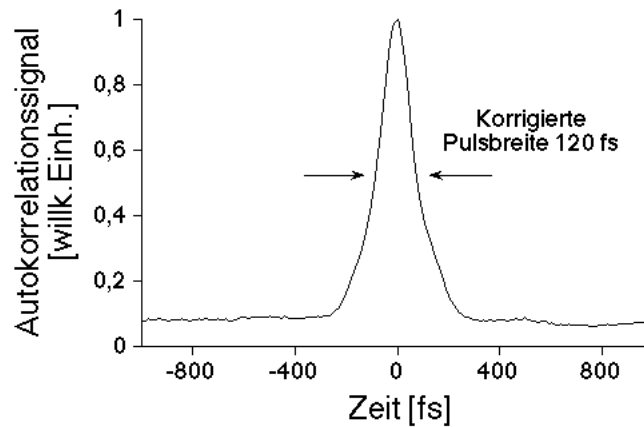


Abbildung 26: Autokorrelationssignal des *Ti:Sa-Laserpulses*

Abbildung 28 zeigt nun Details des experimentellen Aufbaus : ein achsenferner parabolischer Spiegel (effektive Brennweite 13.2 cm) fokussierte den CPA-Laserpuls auf eine dünne Plastikfolie (Lexan 101, GE Plastic, USA; gehört zur Gruppe der Polykarbonate mit $[C_{16}H_{14}O_3]_n$) mit einer Dicke von ca. 70 - 150 nm. Der Laserpuls führte somit bei einem $(7 \pm 3) \mu\text{m}$ Fokusdurchmesser (FWHM) zu Intensitäten von $I = (3 \pm 1) \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ auf der Targetoberfläche bei 40 % Pulsenergie im Fokus, wie aus Messung der Energieflächendichte des abgeschwächten, mit dem

gleichen parabolischen Spiegel an Luft fokussierten Ti:Sa-Laserpulses folgt (siehe Abbildung 27). Dabei wurde mit Hilfe eines Mikroskop-Objektivs der Fokus um einen Faktor 40 vergrößert auf eine CCD-Kamera abgebildet.

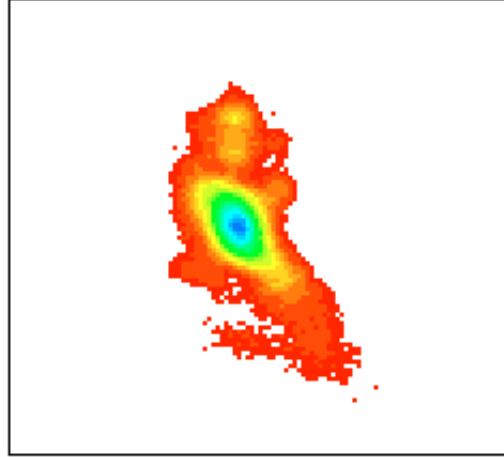


Abbildung 27: *Typischer Fokus des Ti:Sa-Lasers*

Das Target selbst bestand aus einer Messingplatte (Dicke 0.2 mm) mit insgesamt 49 Löchern zu je 2 mm Durchmesser, über diese Grundplatte wurde die Lexan-Folie gespannt. Das gesamte Target war auf einer drehbaren Halterung montiert, um damit die zwei für die Differenzmessung nötigen Einfallswinkel von 45^0 und 0^0 realisieren zu können. Die genauen Winkeleinstellungen wurden durch Reflexion eines über den Ti:Sa-Laserpuls gelegten Helium-Neon-Justierlasers am Target ausgemessen. Ein zusätzlicher xyz-Verschiebetisch (Genauigkeit $1\text{ }\mu\text{m}$) diente dazu, die einzelnen Löcher mit der darübergespannten Folie in die Fokusposition zu fahren. Mit einem Mikroskop konnte dabei wie schon im Experiment zur Messung der absoluten Brillianz vor jedem Einzelschuß die Fokussierung bis auf eine Genauigkeit von $10\text{ }\mu\text{m}$ zusätzlich überprüft werden.

Das Laserlicht war linear polarisiert mit dem Vektor des elektrischen Feldes um 45^0 bezüglich der Einfallsebene - sprich : der durch einfallenden Laserpuls und Targetnormalen definierten Ebene - gekippt. Mit Hilfe dieses einen Pulses wurde sowohl das hochdichte Plasma erzeugt als auch die Oberflächen-Harmonischen

generiert, denn allein die steil ansteigende Pulsfront reichte aus, um das Folienmaterial mehrfach zu ionisieren und in ein Plasma zu verwandeln.

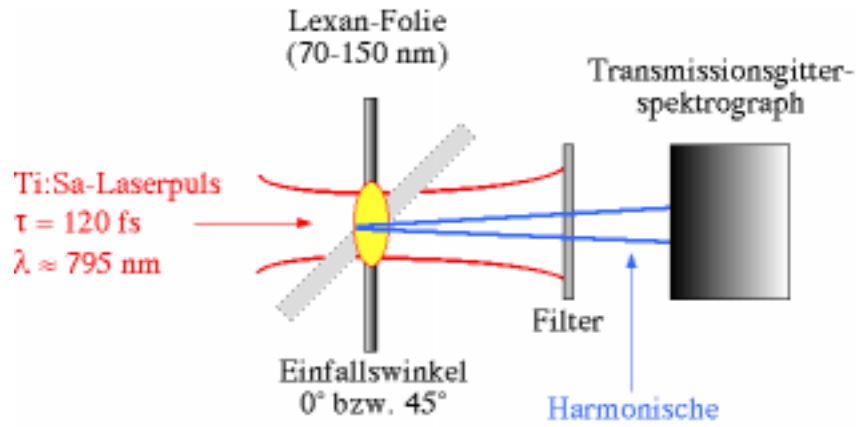


Abbildung 28: *Experimenteller Aufbau*

Des weiteren konnte aufgrund des gemessenen Kontrastverhältnisses damit gerechnet werden, daß bei dieser Fokussierung bereits der Vorpuls ein dünnes Plasma erzeugt (siehe z.B. [49]). Dieses absorbierte einen Teil des Hauptpulses, verringerte also die Intensität auf dem Target, und bewirkte damit u.a. eine Verringerung der Oberflächenharmonischen-Intensität in den Spektren. Da dieser Effekt jedoch vor allem die höheren Ordnungen der Harmonischen aufgrund der geringeren Erzeugungseffizienz im Vergleich zu niedrigeren Ordnungen betrifft, ist die Messung der transmittierten Harmonischen mit der geringsten Ordnung damit eine Frage der Nachweisgrenze, die sich aber erst bei Auswertung dieses Experiments ergibt.

Zu beachten bleibt aber, daß der Vorpuls ein dünnes Plasma erzeugt, in welchem der Hauptpuls ungerade Harmonische produzieren kann analog der Generierung von Harmonischen in Gasen (im folgenden als sekundärer Erzeugungsprozeß bezeichnet).

Diese nicht von der oszillierenden Plasma-Oberfläche stammenden ungeraden Harmonischen können ebenso unter der gleichen Bedingung $\omega > \omega_p$ durch das Plasma transmittieren und so vom Detektor nachgewiesen werden.

Ein zusätzlicher Vergleich von experimentell gemessener und theoretisch (aus der bekannten Festkörperdichte) berechneter maximaler Elektronendichte am Ende dieses Kapitels kann zudem Aufschlüsse über die Aussagekraft der Messung geben.

Ein zeitintegrierender Transmissionsgitter-Spektrograph, wie er schon in Kapitel 2 (siehe Abbildung 7, Seite 17) verwendet wurde, detektierte die Strahlung, welche von dem erzeugten Plasma ausging. Die Oberflächen-Harmonischen wurden somit nach der Transmission durch einen 800 nm-dicken Aluminiumfilter (im Wellenlängenbereich 20-60 nm liegt die Transmission zwischen 15-35 %, Filtercharakteristik siehe Abbildung 8), der die Laser-Fundamentale abblockte, durch den toroidalen Spiegel auf einen Detektor (Multikanal-Verstärker und CCD-Kamera) abgebildet. Der beobachtete Wellenlängenbereich betrug 4-70 nm mit einer Auflösung von 0.6 nm.

3.3.3 Auswertung der Harmonischen-Spektren in Transmission

Zwei typische Einzelschuß-Spektren in einem Wellenlängenbereich von 20 bis 40 nm für zwei unterschiedliche Einfallswinkel, wie sie der TGS-Spektrograph aufgezeichnet hat, sieht man in Abbildung 29. Die Lexan-Folie hatte dabei eine Dicke von ca. (100 ± 10) nm.

Werden Harmonische durch die oszillierende Plasmaoberfläche erzeugt und in Transmission nachgewiesen, so müßten sich Signalunterschiede an den berechneten Positionen der un-/geraden Harmonischen innerhalb der beiden Spektren ergeben. Aus den theoretischen Überlegungen ist auch bekannt, daß die Effizienz für die Harmonischen-Erzeugung höher liegt bei schrägem Einfall bzgl. der Targetnormalen [107] als bei senkrechtem Strahleinfall. Auch das müßte sich in den gemessenen Spektren widerspiegeln.

Man erkennt jedoch, daß zwischen den aufgenommenen Spektren von 45° und 0° auf den ersten Blick kaum Unterschiede bestehen. In manchen Einzelschuß-Spektren sind zwar kleine Signale an den zu erwartenden Positionen - die Zentralwellenlänge des Lasers liegt bei ungefähr 795 nm, gemessen mit einem Spektrographen - für un-/gerade Harmonische beobachtet worden, doch sie sind nur schwer zu unterscheiden von der starken Plasma-Hintergrundstrahlung.

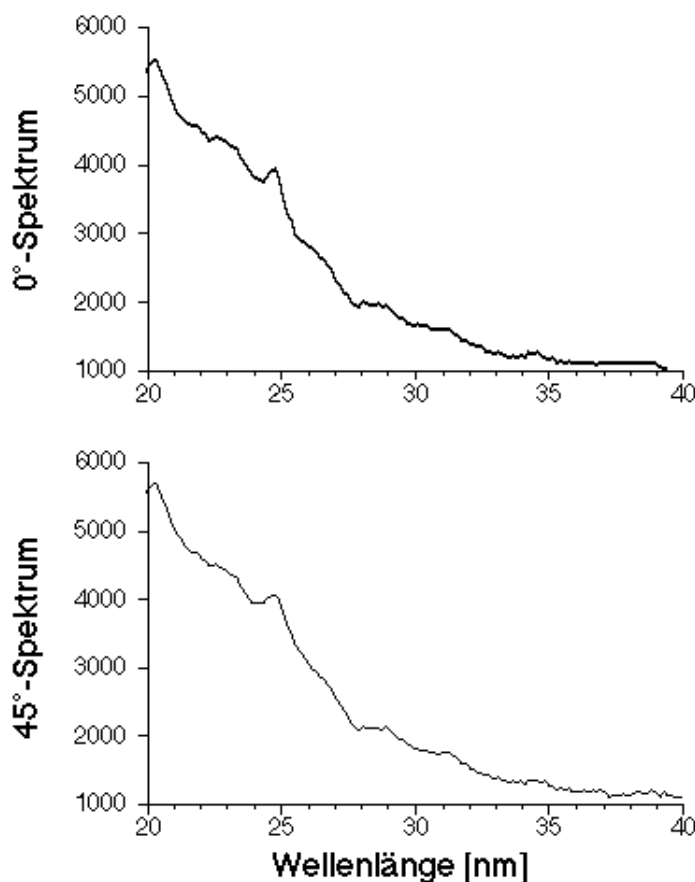


Abbildung 29: Einzelschuß-Spektren des Laser-produzierten Plasmas für 45° - und 0° -Einfallswinkel

Um nun den offensichtlich störenden Einfluß der starken Plasma-Hintergrundstrahlung zu unterdrücken, wird das zeitlich aufintegrierte VUV-Spektrum, das unter 45° Einfallswinkel aufgenommen wurde, durch dasjenige bei 0° Einfallswinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge dividiert. Aufgrund von

starken Schuß-zu-Schuß-Schwankungen während des Experiments, wie sie auch schon in anderen Experimenten - insbesondere bei der Beobachtung in Reflexion der Harmonischen am dichten Plasma [10, 9] - aufgetreten sind, wird zusätzlich über 13 bzw. 12 Einzelschußspektren bei 45° bzw. 0° gemittelt, um den Einfluß dieser Schwankungen zu reduzieren.

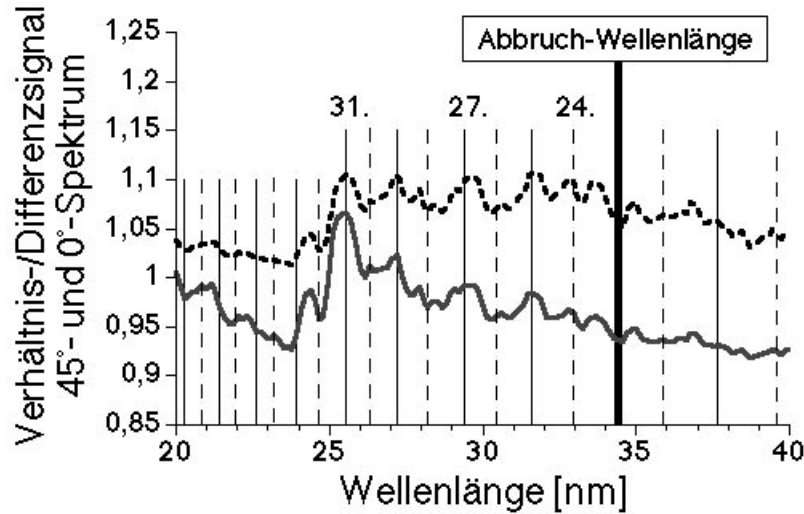


Abbildung 30: *Bearbeitete Plasma-Spektren - Verhältnis 45° - zu 0° -Spektrum (schwarzes gestricheltes Signal) bzw. Subtraktion 45° - 0° (graues durchgezogenes Signal) mit eingezeichneten, berechneten Positionen der zu erwartenden ungeraden (durchgezogene senkrechte Linien) und geraden (gestrichelte senkrechte Linien) Oberflächen-Harmonischen*

Mit Hilfe dieser zwei Methoden erhält man eine signifikante Verstärkung des Signals von den ungeraden Harmonischen bei den zu erwartenden Positionen (durchgezogene Linien), aber auch deutliche Signale mit geringerer Intensität für die geraden Harmonischen (gestrichelte Linien) sind erkennbar (siehe Abbildung 30).

Dabei gilt es zu beachten, daß die erhöhten Signale bei ungeraden Harmonischen

durch den sekundären Erzeugungsprozeß bedingt sein können. Eine direkte Unterscheidung zwischen ungeraden Harmonischen, erzeugt durch die oszillierende Plasma-Oberfläche oder der Generierung in einem dünnen Vorpuls-Plasma (sekundärer Erzeugungsprozeß), ist dabei nicht möglich. Die nachgewiesenen geraden Harmonischen dagegen können nur von dem erstgenannten Erzeugungsprozeß stammen.

Durch das Dividieren des 0^0 -Spektrums von demjenigen bei 45^0 (schwarzes gestricheltes Signal) als auch das Subtrahieren der Spektren (graues durchgezogenes Signal, normiert) - also Abziehen des 0^0 -Spektrums von dem 45^0 -Spektrum - erhält man analoge Ergebnisse. Die hohen Harmonischen, die in der Abbildung 30 sichtbar werden, können nur dann durch das Plasma transmittiert sein, wenn deren Frequenz höher als die Plasmafrequenz liegt. Deshalb kann man für das detektierte Spektrum eine Abbruch-Wellenlänge im längerwelligen Bereich erwarten, ebenfalls berechnet durch PIC-Simulationen [97]. Und bei näherer Untersuchung des Spektralbereichs von 34 - 70 nm findet man keine Harmonischen, erst die 24. Harmonische knapp über 34 nm zeigt ein erstes deutliches Signal.

Bevor nun aus der gemessenen Abbruch-Wellenlänge die maximale Elektronendichte im Plasma berechnet werden kann, müssen noch die Einflüsse relativistischer Korrekturen an der verwendeten Gleichung 10 zur Plasmafrequenz kurz diskutiert werden. Die Quiver-Energie E_{quiv} der im Laserfeld (elektrische Feldamplitude E mit Laserkreisfrequenz ω) oszillierenden Elektronen beträgt :

$$E_{quiv} = \frac{e^2 E^2}{4 m_e \omega^2} = 174 \text{ keV} \quad (18)$$

Bei solchen hohen Energien muß als relativistische Korrektur anstelle der Elektronen-Ruhemasse m_e die entsprechende relativistische Masse m_e^* in die Gleichung für die Plasmafrequenz eingesetzt werden :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e^* e^2}{\epsilon_0 m_e^*}} \quad (19)$$

Durch Umstellung der Gleichung nach der (in diesem Experiment zu bestimmenden) Elektronendichte für den relativistischen Fall (*) ergibt sich :

$$n_e^* = \frac{\omega_p^2 m_e^* \epsilon_0}{e^2} \quad (20)$$

Die gemessene Abbruch-Frequenz aus den Spektren wird nun der Plasmafrequenz ω_p gleichgesetzt (Transmission nur bei $\omega > \omega_p$). Im relativistischen Fall, d.h. erhöhter Elektronenmasse aufgrund von Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit, ergibt sich eine höhere Elektronendichte als für den nichtrelativistischen Fall. Da im folgenden die Meßergebnisse für den nichtrelativistischen Fall ausgewertet werden, erhält man damit eine untere Abschätzung der maximalen Elektronendichte im Laserplasma während der Wechselwirkungsdauer des Laserpulses mit dem Festkörper.

Bei einer Abbruch-Wellenlänge von 34 nm im gemessenen Spektrum kann man nun mit Hilfe der Gleichung 10 auf eine Elektronendichte von $(1.0 \pm 0.1) \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ während der Einwirkungsdauer des Laserpulses auf das Festkörper-Target bzw. Plasma rückschließen. Der Fehler ergibt sich dabei aus den Schuß-zu-Schuß-Schwankungen des Maximums im Laserpuls-Spektrum und der gemessenen Spektren vom TGS-Spektrographen.

In den Spektren können keine Harmonischen über der 31. Ordnung nachgewiesen werden, da deren Intensität gegenüber der starker Plasma-Hintergrundstrahlung zu schwach ist, um noch ein nachweisbares Signal gegenüber diesem Untergrund zu bieten. Bei Intensitäten in der Größenordnung von $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ und unveränderter Wellenlänge konnten keine Oberflächen-Harmonische mehr nachgewiesen werden.

Weiterhin wurde das gleiche Experiment auch mit der 2. Harmonischen der Laserstrahlung, also bei einer Wellenlänge von ca. 400 nm unternommen mit ca. 80 mJ Energie, ansonsten aber unter gleichbleibenden experimentellen Bedingungen. Dabei konnte keine Harmonischen-Strahlung mehr identifiziert werden, wahrscheinlich aufgrund des geringeren $I\lambda^2$.

Zum Vergleich von gemessener Elektronendichte und der Festkörperdichte erhält man bei einem vollionisierten und nichtexpandierten Plasma eine maximale Elektronendichte in Lexan von ca. $4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, was zu einer Abbruch-Wellenlänge bei ca. $\lambda = 53 \text{ nm}$ führen würde. Dies ist jedoch verglichen mit dem gemessenen Wert deutlich zu hoch. Unter den hier gegebenen experimentellen Bedingungen kann man jedoch davon ausgehen, daß ein spezieller Effekt diese Erhöhung der Elektronendichte verursacht : die Kompression des Plasmas aufgrund des hohen Lichtdrucks.

3.3.4 Herleitung der ponderomotorischen Kraft und des Lichtdruckes

Der Lichtdruck spielt bei der in diesem Experiment vorhandenen Intensität eine dominierende Rolle bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie. Denn bei derartigen Intensitäten und einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ erreicht die kinetische Energie der im Laserfeld schwingenden Elektronen die Ruheenergie, so daß relativistische Effekte für die Elektronenkinematik entscheidend werden. Dieses Zusammenspiel von Lichtdruck und relativistischer Elektronenbewegung führt zu vielen neuartigen Effekten bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie (siehe zum Beispiel [108]). Eine effektive Kompression des Plasmas durch den Lichtdruck wurde experimentell bereits ab Intensitäten von $7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ beobachtet [109]. Da die Intensität dieses Experiments in der gleichen Größenordnung liegt, soll im folgenden der Einfluß des Lichtdruckes auf diese Messung der Elektronendichte berechnet werden.

Ein geladenes Elektron im schnell oszillierenden Laserfeld mit elektrischem bzw. magnetischem Feld \vec{E}, \vec{B}_m spürt die Lorentzkraft F_L [110] :

$$\vec{F}_L = -e (\vec{E}(\vec{x}, t) + \dot{\vec{x}} \times \vec{B}_m(\vec{x}, t)) \quad (21)$$

Beschreibt man das elektrische Feld des Lasers durch $\vec{E}(\vec{x}, t) = \hat{E}(\vec{x}) \cos(\omega t)$ mit der Laserfrequenz ω (das zugehörige Magnetfeld kann man durch Anwendung der Maxwell-Gleichung $\nabla \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}_m$ erhalten), so führt in erster Ordnung das Elektron lokal um den Ort \vec{x}_0 Schwingungen der Auslenkung \vec{x} aus :

$$m_e \ddot{\vec{x}} = -e ((\vec{x} \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{x}_0, t) + \dot{\vec{x}} \times \vec{B}_m(\vec{x}_0, t)) \quad (22)$$

wobei das elektrische Feld um \vec{x}_0 entwickelt wurde.

Setzt man in diese Gleichung den aus der Maxwell-Gleichung erhaltenen Ausdruck für das Magnetfeld ein, so ergibt sich nach Mittelung über die Zeit :

$$m_e \langle \dot{\vec{v}} \rangle = - \frac{e^2}{2 m_e \omega^2} ((\hat{E} \cdot \nabla) \hat{E} + \hat{E} \times (\nabla \times \hat{E})) \quad (23)$$

Der zweite Term in der Klammer auf der rechten Seite kann als Summe zweier Terme geschrieben werden, wobei einer sich mit dem ersten Term $(\hat{E} \cdot \nabla) \hat{E}$ aufhebt.

Der niedrigste, nichtverschwindende Anteil der auf das Teilchen wirkende Kraft ist dann die sogenannte ponderomotorische Kraft \vec{F}_p

$$\vec{F}_p = - \frac{e^2}{4 m_e \omega^2} \nabla |\hat{E}(\vec{x})|^2 \quad (24)$$

Aus dieser Kraft kann nun der durch das Laserfeld auf die Partikel ausgeübte Lichtdruck p_l berechnet werden (zur Vereinfachung nur eindimensional) :

$$p_l = \int_0^\infty n_e(x) \vec{F}_p(x) dx = -\frac{1}{4} \int_0^\infty \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \epsilon_0 \frac{d}{dx} |\hat{E}(x)|^2 dx = -\frac{1}{4} \epsilon_0 |\hat{E}(x)|^2 \Big|_0^\kappa \quad (25)$$

wobei die Reflexion der Laserstrahlung an einer Schicht in der Tiefe κ stattfindet, an der die lokale Elektronendichte die kritische Dichte erreicht, d.h. es gilt $0 \leq x < \kappa$ und $\omega_p = \omega$. Da in der Schichttiefe κ das elektrische Feld abgeklungen ist ($\hat{E} = 0$), folgt :

$$p_l = \frac{1}{4} \epsilon_0 |\hat{E}(0)|^2 \quad (26)$$

Das komplexe elektrische Feld vor der Schicht mit der kritischen Dichte ist analog einer stehenden Welle :

$$\vec{E}(x, t) = \text{Re}(\vec{E}_0 e^{-i\omega t} (e^{ikx} + e^{-ikx})) \quad (27)$$

Für zeitliche Mittelungen des elektrischen Feldes gilt dabei : $\overline{|\vec{E}(0, t)|^2} = 2|\vec{E}_0|^2$ und $|\hat{E}(0)|^2 = 2\overline{|\vec{E}(0, t)|^2}$. Somit ergibt sich für den Lichtdruck :

$$I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |\vec{E}_0|^2 \quad \rightarrow \quad p_l = \epsilon_0 |\vec{E}_0|^2 = \frac{2I}{c} \quad (28)$$

Dies entspricht auch der 1861 von Maxwell formulierten Formel für den Strahlungsdruck, wie er sich aus der Impulsbilanz im Photonenbild ergibt.

3.3.5 Abschätzung des Elektronentemperatur-Verlaufs während der Kompression

Im Falle von senkrechtem Lichteinfall auf eine Targetoberfläche wird der Lichtimpuls auf die reflektierende kritische Dichte innerhalb des dichten Plasmas übertragen. Der Druck von senkrecht zur Oberfläche einfallendem Licht ist laut

der eben hergeleiteten Formel in der Größenordnung von $p_l = 2I/c = 2 \text{ Gbar}$ bei einer Intensität von ca. $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Um nun den Temperatur-Verlauf im Plasma während der Kompression durch den Lichtdruck zu berechnen, soll zunächst gezeigt werden, daß es sich dabei um einen adiabatischen Prozeß handelt. Die typische Lebensdauer eines Plasmas [111] beträgt in etwa der Thermalisierungszeit des Plasmas $\tau_i \sim 1\text{-}5 \text{ ps}$, d.h. bei zeitlichen Pulsbreiten von 120 fs FWHM ist die hydrodynamische Expansion des Plasmas allein aufgrund des Plasmadruckes vernachlässigbar. Berechnet man weiterhin die Energieverluste des Plasmas durch Abstrahlung mit Hilfe des Strahlungsgesetzes $E_{str} = \sigma A T^4 \tau$, wobei das Plasma als schwarzer Strahler mit Emissionsgrad $\epsilon = 1$ angenommen wird [113], so erhält man für $T = 1000 \text{ eV}$, $A = 6.2 \times 10^{-12} \mu\text{m}$ und τ gleich der Laserpulsbreite von ca. 100 fs (σ entspricht der Stefan-Boltzmann-Konstanten) einen Wert von 0.7 mJ , was bei einem Vergleich mit der eingestrahlteten Laserenergie um einen Faktor 350 geringer ausfällt. Aus dieser Abschätzung kann man ablesen, daß innerhalb der kurzen Laserpuls-Einwirkung auf die Folie von nur ca. 120 fs die dort zu erwartende Kompression adiabatisch verläuft, also vergleichsweise kaum Energie an die Umgebung abgegeben wird. Bei einer adiabatischen Kompression des Plasmas durch den Lichtdruck (mit $pV^\gamma = \text{konstant}$, wobei p dem Plasmadruck, V dem Plasmavolumen und $\gamma = 5/3$ dem Adiabatenkoeffizienten eines freien Elektronengases entspricht) erhält man die Relation :

$$\frac{n_{ei} k_b T_{ei}}{p_l} = \left(\frac{n_{ei}}{n_{ef}} \right)^\gamma \quad (29)$$

zwischen anfänglicher und letztendlicher Elektronendichte $n_{ei} = 4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $n_{ef} = 1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, der anfänglichen Elektronentemperatur T_{ei} und dem auftretenden Lichtdruck $p_l = 2I/c$ mit $I = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Durch Einsetzen dieser Werte in die oben genannte Gleichung ergibt sich die anfängliche Plasmatemperatur T_{ei} zu 680 eV .

Da die anfängliche Elektronentemperatur nun bekannt ist, kann durch folgende

Beziehung für die adiabatische Kompression auch die Endtemperatur berechnet werden :

$$T_{ef} = T_{ei} \left(\frac{n_{ei}}{n_{ef}} \right)^{1-\gamma} \quad (30)$$

Aufgrund der Kompression des Plasmas würde dies zu einer Endtemperatur der Elektronen T_{ef} von ca. 1.2 keV zur Zeit der maximalen Kompression des Laserplasmas durch den hochintensiven Laserpuls führen. Bei solchen hohen Temperaturen ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Submikrometer-Bereich und damit von der gleichen Größenordnung wie die Temperatur- oder Dichte-Skalenlänge. Das kann zu einer stark Nicht-Maxwell'schen Verteilung der Elektronen im Geschwindigkeitsraum führen. Doch entsprechend der Bedingung aus Gleichung 4 kann für die hier vorliegende hohe Elektronendichte von einem stoßdominierten Plasma mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Plasma-Komponenten ausgegangen werden.

Unter diesen Voraussetzungen lassen sich demnach allein durch Beobachtung der transmittierten Oberflächen-Harmonischen durch ein Laserplasma nicht nur die maximale Elektronendichte bei Lichtdruck-Kompression direkt bestimmen, sondern auch der zeitliche adiabatische Elektronentemperatur-Verlauf innerhalb der unmittelbaren Wechselwirkung zwischen Puls und Target.

3.3.6 Berechnung der Kompression durch den Lichtdruck

Zum Abschluß dieses Kapitels soll nun noch der direkte Einfluß des Lichtdruckes auf die Bewegung des Plasmas untersucht werden. Dazu wird zunächst die Beschleunigung, welche der Lichtdruck auf die Plasmaschicht mit der kritischen Dichte (wo das Licht reflektiert wird) induziert, berechnet unter Berücksichtigung des Plasma-Druckes (wobei das Plasma selbst als ideales Gas behandelt wird) [114]. Betrachtet wird dabei die eindimensionale Bewegung derjenigen Schicht innerhalb des Plasmas, wo die Elektronendichte den kritischen Wert der

Laserstrahlung erreicht und deshalb für diese wie ein Spiegel wirkt. Aufgrund der kurzen Laserpulsdauer kann eine Ausdehnung des Plasmas senkrecht zur Laser-Einstrahlrichtung vernachlässigt werden. Weiterhin wird in dieser Näherung angenommen, daß die Reflektivität dieser Plasmaschicht 100 % betrage, also es findet keine Berücksichtigung beispielsweise von Ionisations- und Rekombinationsprozessen statt.

Sofern der Lichtdruck nun groß genug ist, müßte sich während der Wechselwirkungsdauer eine in das Target hinein gerichtete Bewegung der reflektierenden Plasmaschicht ergeben (siehe Abbildung 31).

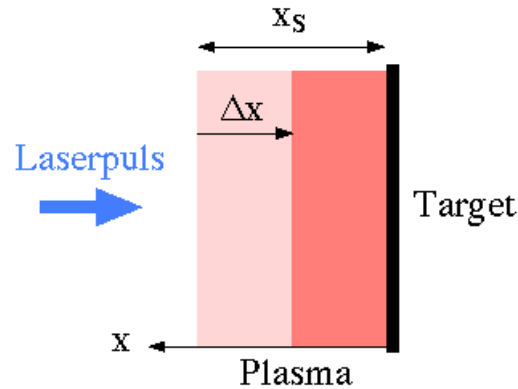


Abbildung 31: *Kompression eines Plasmas mit anfänglicher Tiefe x_s um einen Wert von Δx durch den Lichtdruck eines Laserpulses*

Aus der Bewegungsgleichung für die Position x (mit der Fokusfläche A , dem Plasma- bzw. Lichtdruck p_p, p_l und der Masse m der bewegten Plasmapartikel)

$$m\ddot{x} = (p_p - p_l) A \quad (31)$$

ergibt sich mit $m = \rho A x_s$, der Ionendichte $\rho = n_e m_i / \langle Z \rangle$ (mit Elektronendichte n_e , Ionenmasse $m_i = 12$ atomare Masseneinheiten für ein Kohlenstoff-Plasma) und der Abschätzung der Plasmadicke durch die Skintiefe $x_s = c/\omega_p$ (Plasmafrequenz $\omega_p = 3.1 \times 10^{16}$ Hz) folgende Gleichung für

die Beschleunigung des Plasmas :

$$\ddot{x} = b = \frac{(n_e k_b T_e - 2I/c)}{\frac{n_e m_i}{\langle Z \rangle} \frac{c}{\omega_p}} \quad (32)$$

Nach dem Einsetzen der bekannten Parameter erhält man daraus eine Beschleunigung von $b = -2.5 \times 10^{17} \text{ m/s}^2$. Das Vorzeichen besagt dabei, daß der Lichtdruck dem anfänglichen Plasmadruck überwiegt und das Plasma während der Pulsdauer τ zusammendrückt. Setzt man die ursprüngliche Plasmadicke $x_s = c/\omega_p$ mit dem Betrag der Kompression durch den Lichtdruck $\Delta x = (1/2) b \tau^2$ ins Verhältnis, so erhält man :

$$\frac{\Delta x}{x_s} = \frac{b \tau^2 \omega_p}{2 c} \simeq 0.2 \quad (33)$$

Für eine anfängliche Elektronendichte von $4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bedeutet dies nach der Kompression eine Dichte von $2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, was den experimentell gemessenen Effekt der Elektronendichte-Erhöhung durch Lichtdruck-Kompression innerhalb der Größenordnung recht gut wiedergibt. Doch bleibt dies nur eine grobe Abschätzung, da der Plasmadruck aufgrund der Kompression ansteigt und damit diese verlangsamt. Schon allein dieser hier nicht beachtete Effekt zeigt die Grenzen dieser einfachen Rechnung. Insgesamt gesehen ist damit in diesem Kapitel erstmals die Messung der maximalen Elektronendichte von $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ in einem hochdichten Laserplasma unmittelbar während der Plasma-Erzeugungsphase durch einen 120 fs-Laserpuls mit Hilfe der Erzeugung und des Nachweises von Oberflächen-Harmonischen in Transmission gezeigt [115]. Im nächsten Kapitel werden - als modifizierte Variante mit gleichem Grundgedanken - hohe Harmonische, die in einem Gas erzeugt werden, dazu benutzt, um sowohl die zeitaufgelöste Elektronendichte als auch die mittlere Elektronentemperatur in einem expandierenden Subpikosekunden-Laserplasma zu messen.

3.4 Verlauf der Elektronendichte eines expandierenden Plasmas

3.4.1 Zugrundeliegendes Meßprinzip dieses Experiments

Im vorhergehenden Kapitel hat man die kleinste Oberflächen-Harmonische eines Laserplasmas in Transmission gemessen und konnte so auf die maximale Elektronendichte im Plasma während der unmittelbaren Wechselwirkung - d. h. innerhalb von ca. 100 fs - zwischen Laserpuls und Festkörpertarget schließen. Bei der hier nun vorgestellten Methode wird - basierend auf dem gleichen Meßprinzip - Strahlung bekannter Frequenz sowohl oberhalb als auch unterhalb der Plasmafrequenz ω_p zeitkorreliert von außen auf ein expandierendes Plasma eingestrahlt und dann deren Transmission gemessen (siehe Abbildung 23). Von dem Verhältnis der durch das Plasma transmittierten Signale kann dann, bei bekanntem Signalverhältnis aller verwendeten Frequenzen zueinander, die Elektronendichte zeitabhängig während der Expansion des Laserplasmas bestimmt werden. Da die Plasma-Elektronendichte laut dem Ergebnis aus dem vorherigen Experiment im Bereich von $n_e \approx 10^{23}$ erwartet werden kann, muß man laut Gleichung 12 zur Berechnung der kritischen Dichte für zeitaufgelöste Messungen Vakuum-Ultraviolett(VUV)-Harmonische im Bereich von 20-80 nm verwenden (siehe Tabelle 4).

In diesem Experiment wurde die 5. und 7. Harmonische (49.7 und 35.5 nm) von 248.5 nm-Laserpulsen [116], erzeugt durch Fokussierung eines hochintensiven Laserpulses in Gas (siehe Unterkapitel 3.2), für diese direkte und zeitaufgelöste Messung von Elektronendichten in einem Laser-produzierten Plasma ausgewählt. Dieses Laserplasma wird erzeugt, indem ein intensiver, ultrakurzer Lichtpuls auf ein Folientarget fokussiert wird, es bildet sich eine hochdichte Plasmaschicht aus und eine überschallschnelle thermische Welle wandert in das Targetmaterial hinein. Eine Geschwindigkeit von $1.8 \cdot 10^7$ cm/s konnte unter vergleichbaren experimentellen Bedingungen für diese Welle bereits nachgemessen werden [117].

| STRAHLUNG | WELLENLÄNGE [nm] | n_c [cm ⁻³] |
|----------------|------------------|---------------------------|
| Fundamentale | 248.5 | 1.8×10^{22} |
| 3.Harmonische | 82.8 | 1.62×10^{23} |
| 5.Harmonische | 49.7 | 4.5×10^{23} |
| 7.Harmonische | 35.5 | 8.82×10^{23} |
| 9.Harmonische | 27.6 | 1.46×10^{24} |
| 11.Harmonische | 22.6 | 2.2×10^{24} |
| 13.Harmonische | 19.1 | 3.1×10^{24} |

Tabelle 4: *Kritische Dichten für Harmonische des UV-KrF*-Lasers*

Deshalb ist die Zeit, die diese Schockwelle für die Durchquerung des sehr dünnen Folientargets von 100 nm Dicke benötigt, nur ca. 0.5 ps, was kürzer als die Laserpulsdauer mit 0.7 ps ist. Das Folientarget wird also durch den Laserpuls im Fokus durchionisiert. Nach dieser Erzeugung des Plasmas durch den Laserpuls expandiert dieses nahezu adiabatisch, was - unter Berücksichtigung der kurzen zeitlichen Abstände zwischen plasmaerzeugendem und Harmonischen-erzeugendem Laserpuls - als gleichmäßige, ebene Expansion mit konstanter Geschwindigkeit v angenommen werden kann.

Um nun die wesentlichen optischen Eigenschaften des Plasmas bei der Wechselwirkung mit den eingestrahnten Harmonischen - insbesondere die Transmission in Abhängigkeit von der Elektronendichte - berechnen zu können, werden diese mit Hilfe des Drude-Modells [1, 114] beschrieben.

3.4.2 Optische Plasma-Eigenschaften nach dem Drude-Modell

Man betrachtet dabei eine große Zahl frei beweglicher Elektronen, die durch äußere Felder gleichsam wie freie geladene Teilchen beschleunigt werden und durch Stöße mit anderen Teilchen ihren Geschwindigkeitszuwachs wieder verlieren. Die Geschwindigkeitsverteilung dieses freien Elektronengases entspricht in dieser Näherung einer Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung.

Die Bewegungsgleichung von Elektronen in einem schnell oszillierenden elektrischen Laserfeld $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$ mit Amplitude \vec{E}_0 und Frequenz ω lautet :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m_e} \vec{E} - \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (34)$$

(mit der Elementarladung e und Elektronenmasse m_e). Unter Beachtung der Zeitdauer zwischen zwei Stößen τ hat diese eine Lösung nach der Ortskoordinaten $\vec{r}(t)$:

$$\vec{r}(t) = -\frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} \vec{E}_0 e^{i\omega t} \quad (35)$$

Zusammen mit der Beziehung zwischen Stromdichte \vec{J} und der frequenzabhängigen elektrischen Leitfähigkeit σ (mit der Elektronendichte n_e)

$$\vec{J} = n_e e \vec{r} = \sigma \vec{E} \quad (36)$$

ergibt sich aus der Definition der Plasmafrequenz $\omega_p^2 = n_e e^2 / m_e \epsilon_0$ für die komplexe Dielektrizitätskonstante

$$\hat{\epsilon} = \epsilon + \frac{i}{\epsilon_0} \sigma = \epsilon - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\nu_{ei}/\omega)^2} + i \frac{(\omega_p/\omega)^2 (\nu_{ei}/\omega)}{1 + (\nu_{ei}/\omega)^2} \quad (37)$$

Dabei ist die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz durch $\nu_{ei} = 1/\tau$ definiert [118]. Der komplexe Brechungsindex \hat{N} kann mit Hilfe des Zusammenhangs $\hat{N} = N_{real} + i N_{imag}$ in dieser Näherung wie folgt angesetzt werden [119] :

$$\hat{N}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i \nu_{ei} \omega)} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{f}{1 + i f} \right)} \quad (38)$$

mit der Kreisfrequenz der Laserstrahlung ω und der Dämpfungskonstanten $f = \nu_{ei}/\omega_p$.

Mit Hilfe des so berechneten Brechungsindex ist es nun möglich, die optischen Eigenschaften des Plasmas für unterschiedliche Frequenzen zu berechnen, hier insbesondere den Transmissionsgrad für die benutzten Harmonischen. Dazu ist aber noch die Abhängigkeit der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz von den inneren Plasmaparametern (hier der Elektronendichte und -temperatur) zu berechnen.

Die wesentliche physikalische Größe für die Energieübertragung zwischen Elektronen und Ionen - und damit auch für die Dämpfung einer einfallenden elektromagnetischen Welle - ist die Stoßfrequenz ν_{ei} (Stöße zwischen Plasmapartikeln gleicher Sorte tragen nicht zur Dämpfung bei [111]). Nimmt man für deren Berechnung Coulomb-Stöße und eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen an, so kann man den Stoßquerschnitt σ_t mit Hilfe des Landau'schen Stoßintegrals [1, 67], wo über alle möglichen Stoßwinkel integriert wird, berechnen :

$$\sigma_t \sim \frac{e^4 \langle Z \rangle^2}{16 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \ln(\Lambda) \quad (39)$$

mit dem sogenannten klassischen Coulomb-Logarithmus $\ln(\Lambda)$ [1, 120], welcher dem Logarithmus aus dem Quotienten von maximalem und minimalem Stoßparameter b (d.h. geringster Abstand des vorbeifliegenden Elektrons vom Ion unter Vernachlässigung der Coulomb-Kräfte) entspricht. Der maximale Stoßparameter wird dabei der Debye-Länge λ_D (siehe Gleichung 2) gleichgesetzt, während der minimale Stoßparameter sich in der quantenmechanischen Theorie als die DeBroglie-Wellenlänge $b_{min} \sim \hbar/m_e v_e$ des Elektrons ergibt. Da der Coulomb-Logarithmus nur logarithmisch in den Stoßquerschnitt eingeht, ist ein genauer Wert von $\ln(\Lambda)$ nicht von Bedeutung. Wie aus der Gleichung 39 ersichtlich hängt der Stoßquerschnitt sehr stark von der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen v_e ab.

Gerade für hochintensive Laserpulse kann die Abschätzung $v_e = v_{th}$ (thermische Geschwindigkeit) ohne Berücksichtigung der Oszillation im elektrischen Feld des Laserpulses falsch sein. Setzt man deshalb die thermische Geschwindigkeit $v_{th} = \sqrt{k_b T_e / m_e}$ in Relation zur Oszillationsgeschwindigkeit im Laserfeld (c ist die Lichtgeschwindigkeit)

$$v_{os} = \frac{eE}{m_e \omega} \simeq 0.85 \, c \, \sqrt{I[10^{18} \text{ W/cm}^2] \lambda[\mu\text{m}]^2} \quad (40)$$

so ergibt sich bei Einsetzen der Parameter des Plasma-Pulses und einer - wie im Unterkapitel 2.3.1 aus dem Spektrum bei annähernd gleichen experimentellen Bedingungen - mittleren Elektronentemperatur von ca. $T_e = 100 \text{ eV}$

$$v_{os}/v_{th} \simeq 0.2 \quad (41)$$

Die thermische Geschwindigkeit überwiegt demnach, der Beitrag der Oszillationsbewegung kann im folgenden vernachlässigt werden, insbesondere bei der Berechnung der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz. Im allgemeinen kann man sagen, daß die ponderomotorische Kraft erst dann einen Einfluß auf die wichtigen Plasmaparameter gewinnt, wenn $I\lambda^2 \geq 10^{15} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ gilt. Diese Bedingung kann man herleiten, indem man $v_{os} > v_{therm}$ ansetzt, also wenn die Oszillationsgeschwindigkeit gegenüber der thermischen Geschwindigkeit dominiert. Durch Einsetzen oben genannten Formeln für v_{os}, v_{therm} , Quadrieren und anschließender Umstellung nach $I\lambda^2$ ergibt sich daraus oben genannte Bedingung für $I\lambda^2$. Als Elektronen-Temperatur wurde hier ein Wert von 1000 eV angenommen.

In diesem Experiment entspricht $I\lambda^2 = 1.2 * 10^{13} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, demnach sind Effekte aufgrund des direkten Einwirkens des oszillierenden Laserfeldes auf die Bewegung der Elektronen kaum von Bedeutung. Ebenso wenig brauchen Nicht-Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungen der Elektronen oder Einflüsse des

Plasmaprofiles [121] berücksichtigt zu werden, wie die genauen Berechnungen von typischen Laserplasmen mit Temperaturen bis zu einigen 100 eV und Dichten bis zu 10^{23} cm^{-3} gezeigt haben [122].

Die Stoßfrequenz ν_{ei} beträgt nun nach Einsetzen von $v_e = v_{th}$ in die Gleichung für den Stoßquerschnitt ($n_i = n_e / \langle Z \rangle$)

$$\nu_{ei} = n_i \sigma_t v_e = \frac{\pi n_e e^4 \langle Z \rangle \ln(\Lambda)}{(4 \pi \epsilon_0)^2 \sqrt{m_e} (k_b T_e)^{3/2}} \quad (42)$$

Die Abhängigkeit der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei} von der Elektronendichte n_e ist damit für den klassischen Fall mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen berechnet. Beispielsweise ergibt sich für ein Aluminium-Plasma mit $\langle Z \rangle = 11$, $T_e = 400 \text{ eV}$ und $n_e = 4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bei Intensitäten von $I = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ eine Stoßfrequenz von

$$\nu_{ei} \approx 1.6 \times 10^{-8} \times n_e [\text{cm}^{-3}] \text{ s}^{-1} = 6.4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \quad (43)$$

bei annähernd linearer Abhängigkeit von der Elektronendichte. Diese folgt unter der Voraussetzung, daß es sich um einen adiabatischen Prozeß handelt, der Gleichung :

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{d_0}{d} \right) \quad (44)$$

mit n_{e0} der anfänglichen Elektronendichte, d_0 der anfänglichen Plasmadicke (entspricht der Foliendicke von 100 nm) und $d = d_0 + v_i t$ der zeitabhängigen Plasmadicke. Die Geschwindigkeit v_i entspricht dabei der Ionen-Schallgeschwindigkeit [123] und beträgt typischerweise ca. 10^7 cm/s [16].

Die mittlere Elektronentemperatur T_e entwickelt sich analog

$$T_e = T_{e0} \left(\frac{d_0}{d} \right)^{\gamma-1} \quad (45)$$

mit T_{e0} der anfänglichen mittleren Elektronentemperatur und dem Adiabatenexponent $\gamma = 5/3$.

Der komplexe Brechungsindex \hat{N} kann nun entsprechend der Gleichung 38 mit Einfluß der dichteabhängigen Stoßfrequenz berechnet werden :

$$N_{real} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^2 + \left(\frac{n_e}{n_c} \frac{f}{1+f^2}\right)^2}} \quad (46)$$

$$N_{imag} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^2 + \left(\frac{n_e}{n_c} \frac{f}{1+f^2}\right)^2}} \quad (47)$$

Die Harmonischen-Strahlung trifft im Experiment nahezu senkrecht auf die Plasmaoberfläche auf, so daß mit Hilfe der Fresnel-Gleichungen der transmittierte Anteil der Strahlung durch ein stark absorbierendes Medium der Dicke d mit einer räumlich gemittelten Elektronendichte n_e berechnet werden kann. Die gesuchte Reflektivität R der Grenzschicht Vakuum-Plasma [124] ergibt sich daraus zu :

$$R = \left| \frac{\hat{N} - 1}{\hat{N} + 1} \right|^2 \quad (48)$$

Der absorbierte Anteil ist gegeben durch $e^{-\alpha d}$ mit dem linearen Absorptionskoeffizienten α , wobei λ hier die Wellenlänge der Probenstrahlung ist [124] :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} N_{imag} \quad (49)$$

Unter der Berücksichtigung, daß ein Teil der Strahlung reflektiert wird, erhält man - unter Vernachlässigung von Interferenzeffekten - einen transmittierten Anteil von $T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d}$.

Damit läßt sich nun die Transmission in Abhängigkeit von der Elektronendichte berechnen, bzw. reziprok von der Messung des transmittierten Signals auf die vorherrschende Elektronendichte schließen. Wichtig ist, hierbei zu beachten, daß der zeitliche Verlauf der Elektronendichte in erster Linie nur eine Funktion der anfänglichen Elektronendichte n_{e0} und mittleren Elektronentemperatur T_{e0} ist, so daß diese beiden Parameter gleichzeitig aus den Meßwerten erhalten werden können.

Abbildung 32 stellt nun den aus den genannten Beziehungen hergeleiteten Zusammenhang zwischen transmittiertem Signal und der entsprechenden Elektronendichte dar. Gezeigt wird darin das berechnete Verhältnis von transmittierter 7./5. Harmonischer gegen die Elektronendichte n_e für verschiedene mittlere Elektronenenergien bei anfänglicher Plasmadicke d von 100 nm ($\Delta t = 0$) - was ungefähr der Foliendicke entspricht - berechnet nach dem Drude-Modell.

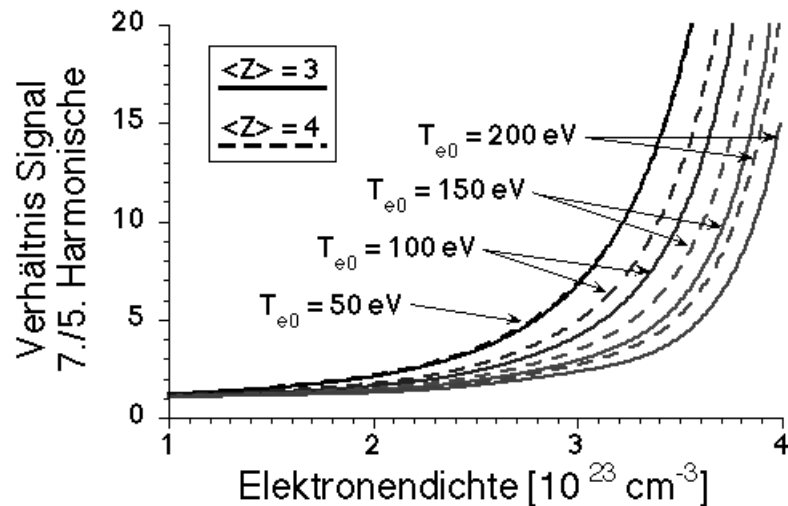


Abbildung 32: Zusammenhang zwischen Harmonischen-Linienverhältnis und Elektronendichte

Mißt man nun nicht nur das absolute Linienverhältnis der beiden Harmonischen sondern dieses auch noch zeitabhängig (d.h. zu verschiedenen Zeitpunkten der Plasmaexpansion), so kann man mit Hilfe des gezeigten Zusammenhangs auf die zeitabhängige Elektronendichte schließen und durch Anpassung des Drude-Modells an die Meßdaten gleichzeitig noch ein Maß für die mittlere Elektronentemperatur erhalten.

Eventuelle Schwierigkeiten bei der Auswertung der Meßdaten könnte dabei die Beugung der Strahlen am Plasma sein aufgrund des starken Dichtegradienten oder eine Absorption der Harmonischen im Plasma. Wichtig ist auch die Sicherstellung, daß auch wirklich nur transmittierte Harmonische, die durch den kleinen Plasma-Fleck propagiert sind, detektiert werden. Alle diese Effekte könnten das Verhältnis der Frequenzen zueinander verändern und somit falsche Elektronendichten in der Auswertung liefern. Die experimentelle Verwirklichung dieser Grundidee und Auswertung der erhaltenen Meßdaten wird in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt.

3.4.3 Experimenteller Pumpe-Probe-Aufbau zur Elektronendichtemessung

Der in diesem Experiment benutzte Laser entspricht dem KrF*-Lasersystem, welches bereits zur Brillanzmessung eines Laser-produzierten Plasmas verwendet wurde (siehe Kapitel 2, Seite 13). Es bestand aus einer Farbstoff-/Excimerlaser-Kombination [125] und einem zusätzlichen KrF*-Verstärker. Das ganze System arbeitete bei 1 Hz und liefert Laserpulse bei 248.5 nm mit einer Pulsdauer von (700 ± 60) fs (FWHM). Mit Hilfe einer Strahlauskoppelung wurden daraus zwei in der Pulsfolge korrelierte KrF*-Laserpulse von (10 ± 3) mJ bzw. (30 ± 7) mJ erzeugt. Der 10 mJ-Puls erzeugte ein Plasma (Pump-Puls), während der 30 mJ-Puls die Harmonischen erzeugte (Probe-Puls), die später als Probe für das Plasma genutzt wurden. Das gesamte Experiment fand in einer Vakuumkammer bei einem Druck von ca. 10^{-5} mbar statt (siehe Abbildung 33).

Der intensive Laserpuls, welcher die Harmonischen erzeugte, wurde mit einer f/21 plankonvexen CaF_2 -Linse mit einer Brennweite von 120 cm in Neon- oder Heliumgas bei einer Dichte von $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ fokussiert, welches aus einer gepulsten, piezoelektrisch betriebenen Düse austrat, die wiederum vom Lasersystem getriggert wurde.

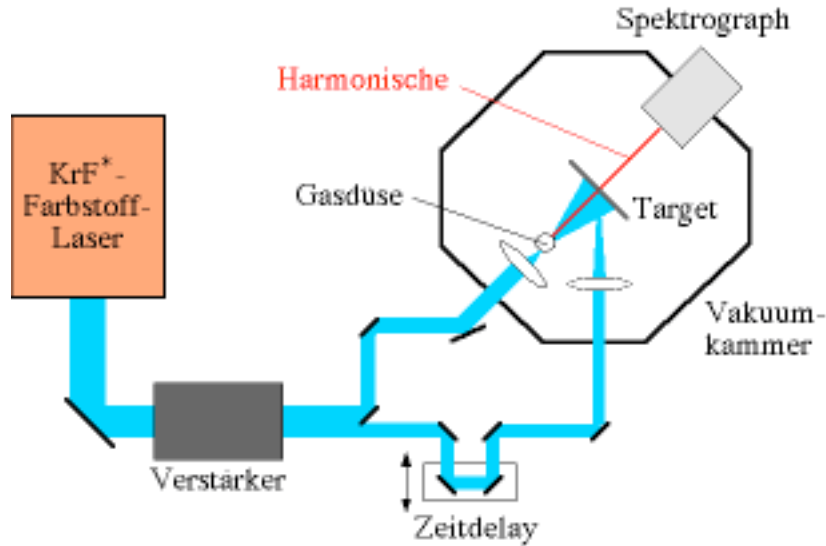


Abbildung 33: Die Strahlführung - der Laserpuls wurde nach der Verstärkung in zwei Anteile zerlegt. Der Plasmapulswurde über einen Mikrometertisch innerhalb der Kammer auf das Folientarget fokussiert, während der zweite Puls die Harmonischen in einer Gasdüse erzeugte. Als Detektor diente ein Spektrograph

Intensitäten I von $(3 \pm 1) \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ führten so zur Generierung von Harmonischen bis zur 13. Ordnung bei jedem Einzelschuß [116]. Ihre Pulsbreite betrug dabei weniger als 300 fs, was durch Blauverschiebungsmessungen in der 3.Ordnung von KrF*-Laserstrahlung gezeigt werden konnte [126].

Der zweite Puls wurde durch eine f/10 plankonvexe Linse mit der Brennweite 25 cm bis auf einen Fokusbereich von $70 \mu\text{m}$ auf die Oberfläche von einer 70-100 nm dicken Lexan-Folie (Polykarbonat) fokussiert. Das p-polarisierte Laserlicht fiel mit $(2 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ unter einem Einfallswinkel von 45° auf das Folientarget ein.

Aufgrund der Trägheit der Ionen wurde der Festkörper - hier repräsentiert durch die dünne Plastikfolie - durch den kurzen Laserpuls bei fast konstanter Ionendichte ionisiert und erzeugte so das zu untersuchende Plasma. Der störende Einfluß durch ein Vorplasma, hervorgerufen durch Vorpulse des Lasersystems, konnte dabei aufgrund des hohen Kontrastverhältnisses von 10^7 ausgeschlossen werden. Die Targetfolie war ca. 8 mm hinter der Gasdüse positioniert, wo die Harmonischen produziert wurden, so daß der Laserstrahl, welcher die Harmonischen erzeugte, sich auf eine Fläche von $700 * 400 \mu\text{m}^2$ aufweitete. Das führte zu einer Intensität von kleiner als 10^{13} W/cm^2 auf der Folienoberfläche und damit zwei Größenordnungen unterhalb der Intensität des Pump-Pulses. Diese Intensität reichte - wie Vorversuche ohne Plasma-, aber mit Probe-Puls gezeigt haben - nicht aus, um die Folie zu zerstören, woraus man folgern konnte, daß nachgewiesene Harmonische durch das Plasma transmittiert sein müssen, sofern eine unbeschadete Lexan-Folie die Harmonischen nicht oder nur sehr wenig transmittieren läßt. Um die Frage zu klären, wie groß die zu erwartenden Untergrundsignale der Harmonischen nach Durchgang durch eine unzerstörte 100 nm dicke Lexan-Schicht sind, muß man die Absorption von Strahlung in einer Lexanschicht im verwendeten Wellenlängenbereich kennen.

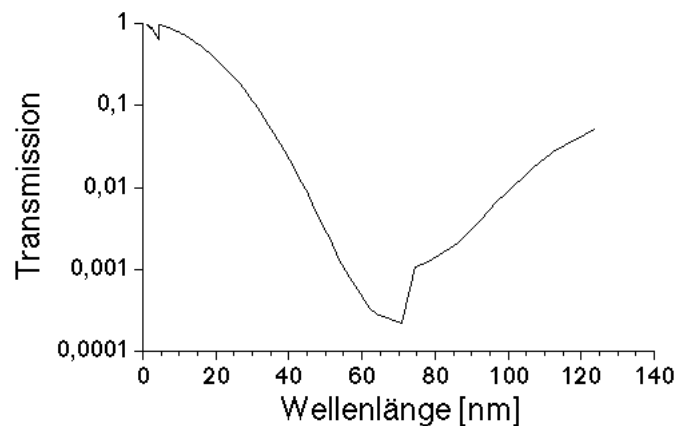


Abbildung 34: *Transmission von einer 100 nm dicken Lexanschicht*

Der lineare Absorptionskoeffizient von Lexan steigt in dem relevanten Wellenlängenbereich 35-50 nm von 35 auf $65 \mu\text{m}^{-1}$ [127] an, weshalb die Transmission für Harmonische (siehe Abbildung 34) von 4 % für die 7. Harmonische auf 0.3 % für die 5. Harmonische absinkt in einer 100 nm dicken Lexan-Folie. Aufgrund der gemessenen Fluktuationen im Plasma-Untergrundsignal von ca. ± 30 Zählraten fällt bei typischen Signalhöhen von 600 für die 7. Harmonische und 2000 für die 5. Harmonische (siehe Abbildung 36a) ein detektierbares Signal von 6 Zählraten für die 5. Harmonische und 24 Zählraten für die 7. Harmonische unter die Nachweisgrenze des Spektrographen. Deshalb können - wie vorbereitende Experimente mit Harmonischen-Puls und Folie einmal mit und einmal ohne den Einfluß des Plasma-erzeugenden Pulses zeigten - nur nach Generierung eines Plasmas Harmonische transmittieren und vom Spektrographen nachgewiesen werden, nicht jedoch ohne den Plasma-Puls.

Eine Lochblende mit 200 μm Durchmesser befand sich 300 μm hinter der Folie, um den Raumbereich zu begrenzen, aus dem Harmonische mit Hilfe des Spektrographen nachgewiesen werden sollten (siehe Abbildung 35). Damit erhielt man ein besseres Signal-Untergrund-Verhältnis aufgrund ausgeblendeter Plasma-Hintergrundstrahlung. Mit einem Mikrometertisch in dem Strahlführungsweg des Pump-Pulses konnte der zeitliche Abstand zwischen dem Plasma- und dem Harmonischen-erzeugenden Puls beliebig verändert werden mit einer Genauigkeit von ca. 60 fs.

Der beschriebene Pumpe-Probe-Aufbau ermöglichte so eine zeitaufgelöste Messung mit einer Genauigkeit von insgesamt ca. 0.5 ps. Der zeitliche Überlapp beider Pulse wurde mit Hilfe einer Röntgen-Schmierbildkamera bis auf eine Genauigkeit von 2 ps vorjustiert. Dazu wurden beide Pulse abgeschwächt auf ein Stück Metall, welches sich in der Fokusposition befand, fokussiert, so daß Röntgenstrahlung emittiert wurde. Die zeitliche Korrelation dieser Röntgenstrahlung wurde dann mit der Schmierbildkamera gemessen und so der zeitliche Überlapp beider Pulse bestimmt.

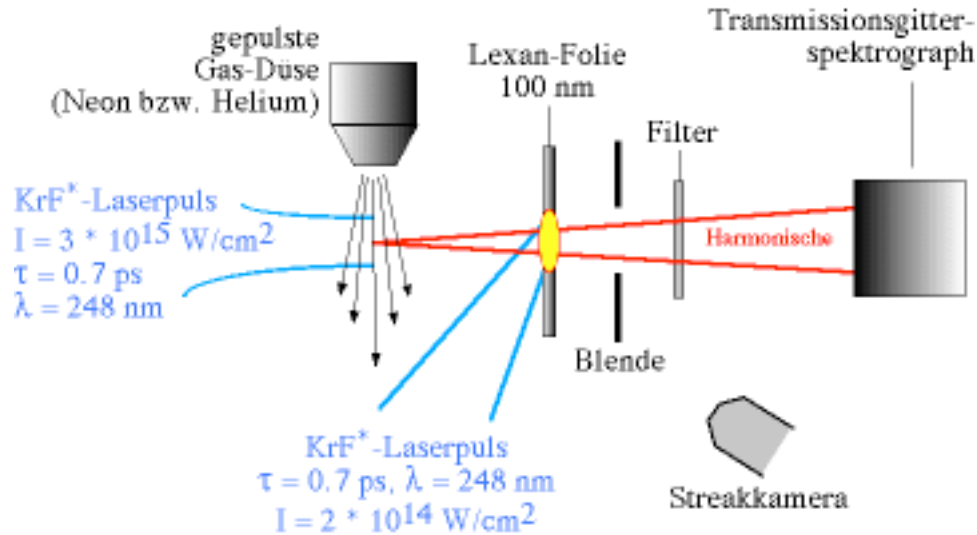


Abbildung 35: Der experimentelle Aufbau - während der eine Puls die Harmonischen in Neon-/Helium-Gas erzeugt, generierte der zweite Puls das zu probende Plasma auf der Folie. Eine Blende blockierte störendes Plasmaleuchten und ließ nur transmittierte Harmonische durch einen Spektrographen detektieren

Der räumliche Überlapp wurde dagegen mit einem Mikroskop vor jedem Einzelschuß überprüft : mit einer im Mikroskop eingebauten Skala mit 10 μm -Auflösung wurde nicht nur die Überlappung beider Pulse, sondern auch deren Fokussierung überprüft, indem sie abgeschwächt (damit sie kein Plasma produzieren) auf eine blanke Stelle des metallischen Folienhalters gerichtet wurden. Diese Prozedur wurde vor jedem Einzelschuß wiederholt, um optimalen räumlichen Überlapp bei gleichbleibend guter Fokussierung zu gewährleisten.

Für die Detektion der hohen Harmonischen wurde hier der gleiche Einzelschuß-Transmissionsgitter(TGS)-Spektrograph für den weichen Röntgenbereich von 4-70 nm eingesetzt, wie er schon in Kapitel 2 vorgestellt wurde (Seite 17). Ein freistehendes Gold-Transmissionsgitter (hier 1000 Linien/mm) agierte als dispersives Element, und ein 1 μm dicker Aluminium-Filter vor dem Spektrographen blockierte die direkte Laserstrahlung, besaß jedoch eine hohe Transmission größer 90 % für die verwendeten Harmonischen (siehe Referenz [35]).

Aus dem mit dem TGS-Spektrographen gemessenen Amplitudenverhältnis der 5. und 7. Harmonischen in Abhängigkeit von Δt ließ sich so direkt die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte im Laser-produzierten Plasma bestimmen.

3.4.4 Auswertung der Plasma-Spektren bezüglich 5. und 7. Harmonischer

Ein experimentelles Resultat ist in Abbildung 36 zu sehen, welches den relevanten Ausschnitt der aufgenommenen Spektren zeigt, in dem die 5. und 7. Harmonische liegen (als Medium für die Erzeugung der Harmonischen wurde dabei Neon benutzt, doch haben sich analoge Spektren auch mit Heliumgas ergeben). Das Eingangssignal in den Spektrographen ohne Folientarget und somit ohne jeden Plasma-Einfluß zeigt Abbildung 36a. Eine Lochblende von $50\text{ }\mu\text{m}$ wurde hierzu an die Targetposition gesetzt ohne Einwirkung des Pump-Pulses, um das Signalverhältnis von 5. und 7. Harmonischer zueinander bei Elektronendichte gleich Null und annähernder Plasmafleckgröße zu messen. Die Signalamplitude der 5. Harmonischen beträgt demnach ca. dreimal soviel wie für die 7. Harmonische. Bei Mikrometertisch-Positionen, wo die Harmonischen erzeugt werden noch bevor das Plasma generiert wird (negative Zeitverzögerung), wird nur die stets vorhandene, zeitintegrierte Plasma-Hintergrundstrahlung gemessen, wie sie bei allen Einzelschuß-Spektren als strukturiertes Kontinuum zu finden ist.

Diesem Kontinuum überlagert sind die transmittierte 5. und 7. Harmonische des KrF*-Lasers, die sich als deutliche Signale an den zu erwartenden Positionen abzeichnen. Die Abbildungen 36b-f zeigen Einzelschuß-Spektren der 5. und 7. Harmonischen nach Transmission durch das auf der ca. 100 nm dicken Lexan-Folie erzeugte Plasma zu verschiedenen Zeitverzögerungen Δt zwischen beiden Pulsen, wie in den einzelnen Spektren angegeben.

Zur Zeit $\Delta t = 0$ (bestimmt aufgrund des maximal gemessenen Verhältnisses des Signals von 7. zu 5. Harmonischer; vorher war kein Harmonischen-Signal

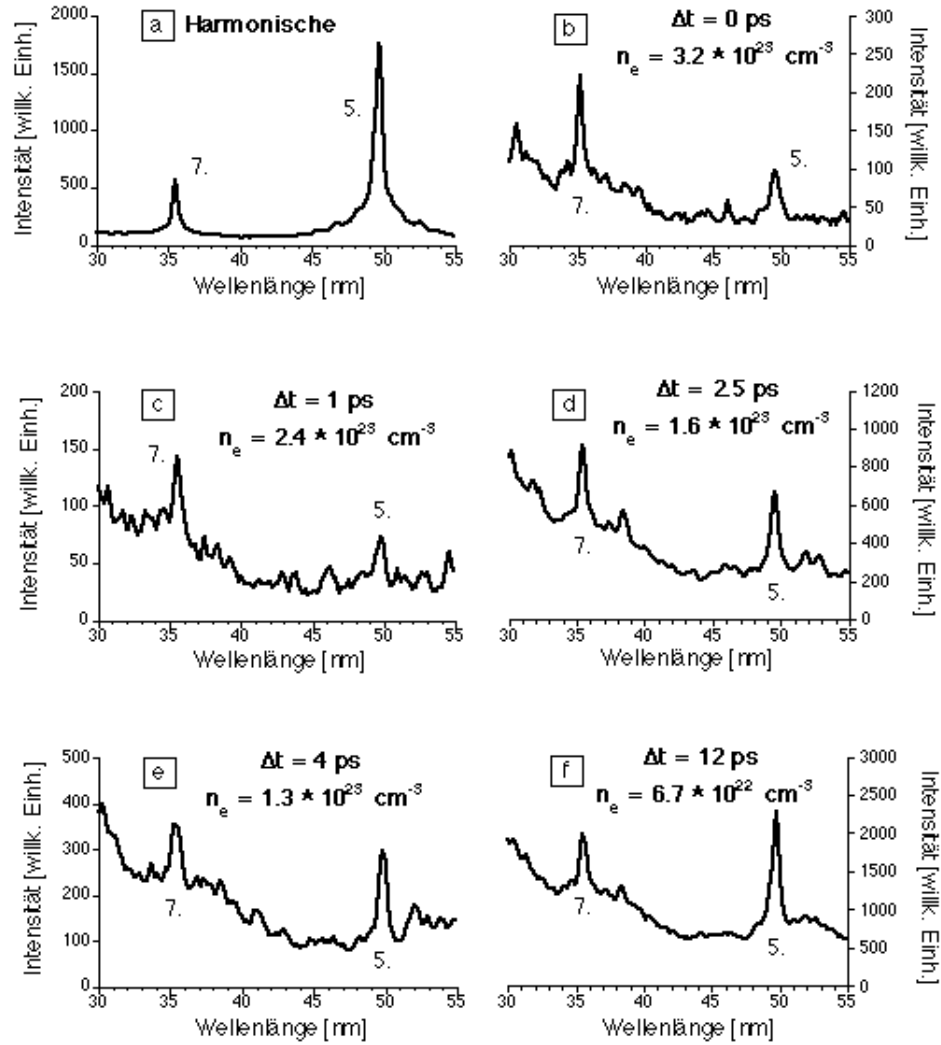


Abbildung 36: Einzelschuß-Spektren zur Messung der durch das Plasma transmittierten 5. und 7. Harmonischen

detektierbar) hat sich das Intensitätsverhältnis von 5. und 7. Harmonischen so verändert, daß jetzt die 7. Harmonische intensiver als die 5. Harmonische ist. Die Zeitverzögerung $\Delta t = 0$ führt so bei einem Verhältnis von 9.2 ± 3.3 zu einer anfänglichen Elektronendichte von ca. $(3.2 \pm 0.7) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, nur wenig abhängig von der mittleren Elektronenenergie. Das entspricht ca. der 20fachen kritischen Elektronendichte für die KrF*-Laserstrahlung. Qualitativ gesehen zeigen die Spektren das zu erwartende Verhalten : im Falle eines dichten Plasmas, also zu kleinen Zeitverzögerungen, transmittiert die 7. Harmonische wegen ihrer höheren Frequenz besser durch das Plasma als die 5. Harmonische, d.h. das Signal bei 35 nm ist größer als bei 50 nm.

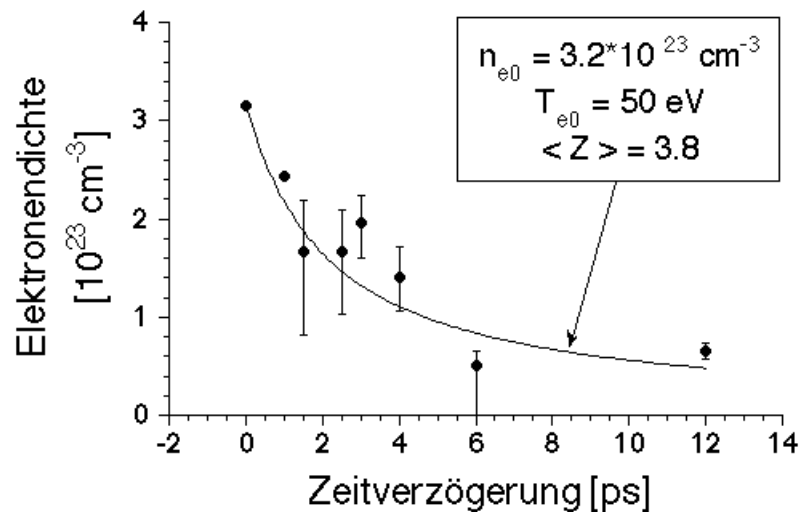


Abbildung 37: Zeitaufgelöste Elektronendichte des Laserplasmas

Während das Plasma nun frei expandiert, sinkt die Elektronendichte und somit wird das Verhältnis kleiner aufgrund der steigenden Transmission der 5. Harmonischen.

Für eine lange Zeitspanne zwischen Plasmaerzeugung und dem Proben mit den Harmonischen erhält man wieder das Ausgangsverhältnis von ca. 1:3 bezüglich 7. und 5. Harmonischer, weil das Plasma sehr dünn geworden ist und beide Harmonische nahezu ungeschwächt transmittieren können (siehe Abbildung 36f).

Nach ca. 12 ps hat das Verhältnis wieder den Ausgangswert erreicht bei einer gemessenen Elektronendichte von $0.7 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Abbildung 37 zeigt nun das Ergebnis der Messungen : die zeitaufgelöste Elektronendichte des Laserplasmas. Da es sich um ein Einzelschuß-Experiment handelt, aus dessen Spektren sich nicht direkt der Fehler in den Meßwerten ablesen läßt, wurden die Fehlerbalken aus den Schwankungen der Harmonischen-Intensität zueinander ermittelt. Dazu wurden direkt nach der Messung mit Lexan-Folie und Plasma-Puls die unmittelbar folgenden fünf Einzelschuß-Harmonischen-Spektren (bei abgedecktem Plasma-Puls) mit dem Spektrographen aufgenommen. Für jedes einzelne Spektrum wurde das Verhältnis der Intensitäten von 7. zur 5. Harmonischen berechnet, und von allen so bestimmten Verhältnissen ergeben das größte und das kleinste jeweils für die entsprechende Messung die in Abbildung 37 gezeigten Fehlerbalken.

Die maximale in diesem Experiment gemessene Elektronendichte beträgt demnach $3.2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, was beim Vergleich mit dem im letzten Kapitel gemessenen maximalen Elektronendichten in der Größenordnung gut übereinstimmt, wenn man die im dortigen Experiment höhere Intensität (und somit Kompression) berücksichtigt.

Indem man nun den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte als Funktion der anfänglichen maximalen Elektronendichte, des mittleren Ionisationsgrades und der Annahme, daß das Plasma adiabatisch expandiert, solange variiert, bis dieser den Verlauf der Meßdaten möglichst genau wiedergibt, erhält man für die anfängliche mittlere Elektronentemperatur $T_{e0} = 50\text{-}100 \text{ eV}$. Die Parameter sind hierbei ($\Delta t = 0$) : $n_{e0} = 3.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und $\langle Z \rangle = 3.8$. Die durchgezogene Linie in Abbildung 37 stellt den Verlauf der berechneten Elektronendichte in Abhängigkeit von der Zeit dar, und sie zeigt eine recht gute Übereinstimmung mit den Meßwerten.

Das gleiche Experiment mit $I = 5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ und einer Foliendicke von 70 nm führte zu einer maximalen Elektronendichte von $4.3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $\langle Z \rangle = 5.1$. Das gemessene zeitliche Absinken der Elektronendichte geschieht dabei in einer steiler abfallenderen Kurve, was durch eine höhere anfängliche mittlere Elektronentemperatur von $T_{e0} = 150 \text{ eV}$ erklärt werden kann, konsistent mit einem höheren Ionisationsgrad.

3.4.5 Störende Effekte bei der Elektronendichte-Bestimmung

ABSORPTION :

Beachtet werden müssen nun noch alle störenden Effekte, die ebenso eine Änderung im Signalverhältnis hervorrufen können, aber nichts mit der Ausbreitung analog der Bedingung $\omega > \omega_p$ zu tun haben. Zum Beispiel die Absorption im Plasma : man muß hier im wesentlichen die Fälle von frei-frei-, gebunden-frei- und gebunden-gebunden-Übergängen beachten [111, 128].

Besonders die gebunden-gebunden-Absorption von CIII muß für die 5.Harmonische berücksichtigt werden, weil sie für den Übergang $2p^2\text{-}2p3d$ mit 50 nm nahe an den 49.7 nm dieser Harmonischen liegt. Eine Berechnung [129, 130] des entsprechenden Absorptionskoeffizienten α_{gg} mit Hilfe des bekannten Absorptionsquerschnitts $\sigma_{gg} = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ ergibt :

$$\alpha_{gg}[1/cm] = \frac{N_A \rho \sigma_{gg}}{A_i} = 6 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} \quad (50)$$

wobei N_A die Avogadro-Konstante, $\rho = 1.2 \text{ g/cm}^3$ die Dichte (hier gleich der Festkörperdichte von Lexan) und $A_i = 12$ die Massezahl der betrachteten Atomsorte darstellt. Für die 7.Harmonische konnte kein gg-Absorptionskoeffizient nahe 35.5 nm gefunden werden.

Der Beitrag von gebunden-frei-Absorption (Photoionisation) ist um einen Faktor 10 kleiner als derjenige für die frei-frei-Absorption aufgrund des

geringeren Absorptionsquerschnitts $\sigma_{gf} = 1 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. Daraus ergibt sich ein Absorptionskoeffizient $\alpha_{gf} = 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$.

Die Verluste durch inverse Bremsstrahlung - also frei-frei-Übergänge - lassen sich ebenfalls für die benutzten Wellenlängen ausrechnen (siehe Gleichung 49) und liegen im Bereich von $\alpha_{ff} \leq 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

Verglichen mit den vorher berechneten Absorptionskoeffizienten stellt der Intensitätsverlust bei Durchgang durch das Plasma durch inverse Bremsstrahlung den wesentlichen Beitrag zur Absorption der Harmonischenstrahlung dar. Alle weiteren Absorptionsmechanismen sind mindestens um den Faktor 10 geringer, können demnach in der Berechnung des Transmissionsgrades für die einzelnen Harmonischen vernachlässigt werden. Der Hauptbeitrag der Absorption durch inverse Bremsstrahlung ist dabei in der theoretischen Herleitung der optischen Plasma-Eigenschaften berücksichtigt worden.

BEUGUNG :

Ein weiterer Effekt, der das Signalverhältnis der Harmonischen nachhaltig beeinflussen kann - nämlich die Beugung der Harmonischen im Plasma aufgrund von lateralen Dichtegradienten - soll hier kurz behandelt werden. Der Ablenkwinkel Φ aufgrund der Brechung der Strahlung am steilen Dichtegradienten im Plasma senkrecht zur Strahlausbreitung [131] läßt sich abschätzen zu :

$$\Phi = \frac{r_0}{2 \pi} L \lambda^2 \left| \frac{dn_e(x)}{dx} \right| \simeq \frac{r_0}{2 \pi} L \lambda^2 \frac{n_c}{L_n} \quad (51)$$

Dabei ist $r_0 = 2.81 \times 10^{-15} \text{ m}$ der klassische Elektronenradius, L die Plasma-Dicke (hier ca. 100 nm), λ ist die Wellenlänge der entsprechenden Harmonischen, n_c die kritische Elektronendichte der Laserstrahlung ($1.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) und L_n die Plasma-Skalenlänge [132]. Letztere ergibt mit unter Beachtung der Ionen-Schallgeschwindigkeit $v_i \simeq 10^7 \text{ cm/s}$ und der experimentell gemessenen Emissionsdauer der He_α -Linie von 25 ps zu $L_n = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Eingesetzt in die vorangegangene Gleichung ergibt sich daraus der Ablenkwinkel für die verwendeten Harmonischen zu

$$\Phi_{5.Harm} = 0.8 \text{ mrad}, \quad \Phi_{7.Harm.} = 0.4 \text{ mrad} \quad (52)$$

Zusammen mit dem Abstand von 36 cm zwischen Plasma und Eintrittsöffnung (Durchmesser ca. 0.5 cm) zum Spektrographen ergibt sich ein Maß von maximal 25 % herausgebeugter Strahlung für die 5. Harmonische, dagegen nur 16 % für die 7. Harmonische. Diese zusätzliche Abschwächung, aber mehr noch die Änderung im Signalverhältnis der vom Spektrographen detektierten Harmonischen-Strahlung aufgrund der Beugung am Plasma wurde bei der Auswertung zur Berechnung der Elektronendichte ebenfalls berücksichtigt.

REKOMBINATION :

Noch zu beachten ist der Einfluß von Rekombination im Plasma als Fehlerquelle bei der Messung der Elektronendichte, denn während der Expansion sinkt diese auch aufgrund des Einfangens der Elektronen durch die Ionen. Da die Elektronendichten zu Beginn ($n_{ei} = 3.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) und am Ende des experimentell hier untersuchten Zeitbereiches ($n_{ef} = 0.7 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) bekannt sind, kann nach der gleichen Methode wie in Gleichung 30, Kapitel 3.3.5, aus der berechneten Anfangstemperatur $T_{ei} = 50 \text{ eV}$ auf die Endtemperatur von $T_{ef} = 18 \text{ eV}$ nach 12 ps geschlossen werden.

Für sehr dichte Laser-produzierte Plasmen liegt häufig ein lokales thermisches Gleichgewicht (LTE) vor [19], wo die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen dominieren. Unter diesen Bedingungen kann man mit Hilfe der Saha-Gleichung [133] durch Einsetzen oben genannter Werte auf den mittleren Ionisationsgrad $\langle Z \rangle$ schließen.

$$\frac{\langle Z \rangle^2}{1 - \langle Z \rangle^2} = 2 \left(\frac{2 \pi m_e}{h^3} \right)^{3/2} \frac{(k_b T_e)^{3/2}}{n_e} e^{-E_i/k_b T_e} \simeq 2.4 \times 10^{15} \frac{T[eV]^{3/2}}{n_e} e^{-E_i/k_b T_e} \quad (53)$$

Dabei wird eine aufzuwendende Ionisierungsenergie von $E_i = 6200$ kJ/mol für die Ionisierung des vierten Elektrons vom Kohlenstoff-Atom angenommen (für $\langle Z \rangle = 3.8$ erhielt man die beste Übereinstimmung von Meßdaten und numerischer Berechnung des zeitlichen Elektronendichte-Verlaufs).

Insgesamt ergibt sich durch Vergleich der beiden so berechneten Ionisationsgrade, daß die Elektronendichte innerhalb der 12 ps um einen Faktor 3 durch Rekombination abnimmt, was in den durchgeführten Elektronendichte-Berechnungen berücksichtigt wurde.

Zwar besitzt diese Methode der Elektronendichtemessung den Vorteil, daß zur Bestimmung der Elektronendichte nur die direkt aus den gemessenen Spektren erhaltenen Signalverhältnisse der transmittierten Harmonischen eingehen, doch müssen zur Analyse dieser Messungen die optischen Eigenschaften des dichten Plasmas mit Hilfe eines Modells - in diesem Experiment durch das Drude-Modell - beschrieben werden. Dabei ist die Abhängigkeit der bestimmenden dielektrischen Funktion (und damit auch des Brechungsindex) von der Elektronendichte und -temperatur entscheidend. Das Drude-Modell ist jedoch nur eine mögliche Näherung zur Berechnung des Real- und Imaginärteils des Brechungsindex. Vergleichbare Beschreibungsmöglichkeiten, die mehr die Nichtidealität des Laserplasmas bei zunehmender Dichte berücksichtigen, sind beispielsweise die Born'sche Näherung oder die T-Matrix-Näherung (siehe z. Bsp. die Referenzen [134], [135]), welche dynamische Abschirmeffekte und dichteabhängige Transportwirkungsquerschnitte mitbeinhalten in ihrer Beschreibung des Plasmas, oder Modelle zur Bestimmung der Verteilungsfunktion der Elektronendichte, bei denen die Dipol-Polarisierbarkeit der Ionen mitberücksichtigt wird [91].

Ein Vergleich dieser Näherungsmodelle und -rechnungen zeigt eine relativ gute Übereinstimmung von Drude-Modell und Born'scher Näherung bzw. T-Matrix-Näherung für Dichten kleiner als $4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ [136], d. h. die Anwendung des Drude-Modells hier in diesem Experiment ist somit gerechtfertigt. Erst ab einer Elektronendichte von $5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich beim Realteil des Brechungsindex eine starke Abweichung zwischen der groben Näherung durch das Drude-Modell und den modifizierten Näherungsrechnungen [136].

Mit Hilfe der beiden in diesem Kapitel vorgestellten Meßmethoden kann man nun erstmalig die zeitliche Dynamik hochdichter Plasmen im Grenzbereich zwischen schwacher und starker Kopplung auf einer Pikosekunden-Zeitskala direkt experimentell untersuchen [137]. Durch Verwendung kürzerer Laserpulse könnte dabei die zeitliche Auflösung im Vergleich zu den hier vorgestellten Messungen und Ergebnissen noch zusätzlich gesteigert werden, und mit höheren Harmonischen auch noch dichtere Plasmen auf die gleiche Art und Weise diagnostiziert werden. Dann könnten die bislang experimentell kaum erforschten Effekte in einem stark gekoppelten Laserplasma mit hoher Dichte und relativ geringer Temperatur detailliert untersucht werden wie beispielsweise Transportprozesse (thermische bzw. elektrische Leitfähigkeit) [138, 139] in Abhängigkeit von Elektronentemperatur und -dichte, relativistische Effekte [140], die Plasmadynamik (wie z. Bsp. extrem hohe Beschleunigungen [108, 141]), die Absorption durch kollektive Effekte [142] in verschiedenen Stadien der Plasma-Entwicklung (Verdichtungs- und Expansionsphase, Rekombinationsphase) bis hin zur Entstehung (Aufbau der Ionisation, atomare Besetzungszahlen) eines solchen stark gekoppelten Plasmas.

4 Zusammenfassung

Während in schwach gekoppelten Plasmen die thermodynamischen Eigenschaften analog derer eines idealen Gases beschrieben werden können und wichtige innere Plasmaparameter wie Partikeldruck, typische Skalenlängen und Stoßfrequenzen sehr einfach in ihren Abhängigkeiten von der Elektronendichte und Elektronentemperatur darstellbar sind, ist dies bei stark gekoppelten Plasmen nicht mehr so ohne weiteres möglich. Gerade in Laser-produzierten, hochdichten Plasmen dominieren Stöße zwischen den geladenen Partikeln gegenüber der thermischen Bewegung, die Coulomb-Kräfte spielen eine essentielle Rolle und können nicht mehr als kleine Störung in der Plasmateilchen-Wechselwirkung behandelt werden. Dort versagen viele der gängigen Theorien zur Plasmabeschreibung, insbesondere aber auch die meisten (direkten) Meßmethoden zur Ermittlung von Elektronendichte und -temperatur.

Das Ziel im ersten Teil dieser Arbeit war es nun, solche Laser-produzierten Plasmen bei einer Intensität von 10^{16} W/cm² im Grenzbereich zwischen starker und schwacher Kopplung in seiner Emission zu charakterisieren. Dazu wurde die sogenannte absolute Brillianz (d.h. die absolute Anzahl emittierter Photonen pro Laserpuls in einen bestimmten Raumwinkel) eines Laser-produzierten Plasmas (Kohlenstoff- bzw. Bornitrit-Target) im Wasserfenster (2.3-4.4 nm) - einem Bereich verminderter Absorption von Sauerstoff und Stickstoff im Vergleich zu Kohlenstoff, interessant für Anwendungen in der Röntgenmikroskopie - gemessen. Ein neuartiger elliptischer, achsenferner Reflexionszonenplatten-Spektrograph (spektrale Auflösung $\lambda/\Delta\lambda > 1000$, räumliche Auflösung ca. 1 μ m mit geringer Aberration und Astigmatismus-korrigiert) konnte so eine maximale Brillianz von $> 10^{11}$ Photonen/(Puls * sr) in der Ly α -Linie des Kohlenstoffs (3.324 nm, Linienbreite 0.0339 nm voller Halbwertsbreite) nachweisen, durchaus vergleichbar mit anderen Quellen weicher Röntgenstrahlung (z. Bsp. Synchrotrons).

Aus der Linienverbreiterung aufgrund des Stark-Effekts ergab sich durch eine Abschätzung die Elektronendichte von $1.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, die mittlere Elektronentemperatur ließ sich aus dem Lyman-Kontinuum zu $(93 \pm 29) \text{ eV}$ bestimmen.

Der zweite Teil dieser Arbeit widmete sich neuen Methoden zur zeitaufgelösten Messung der Elektronendichte und -temperatur in Laserplasmen : die gemeinsame Grundidee dabei war, die Transmission für Strahlung mit zwei oder mehreren verschiedenen Frequenzen oberhalb, andere unterhalb der (von der Elektronendichte abhängigen) Plasmafrequenz durch ein Plasma zu messen. Licht kann aber nur dann durch ein Plasma propagieren, wenn die Lichtfrequenz höher als die Plasmafrequenz ist. Durch Nachweis der Transmission solcher Strahlung durch ein Plasma kann dann direkt auf die vorherrschende Elektronendichte geschlossen werden. Zwei verschiedene Methoden zur Erzeugung von Harmonischen-Strahlung wurden verwendet, um gepulste kohärente Strahlung bekannter Frequenz bereitzustellen. In der ersten Anwendung dieser Grundidee wurde die maximale Elektronendichte in einem Laserplasma während der unmittelbaren Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Festkörper-Target erstmalig mit Hilfe von un-/geraden Harmonischen zeitaufgelöst gemessen, die eine nichtlinear oszillierende Plasmaoberfläche unter Einwirkung von Intensitäten in der Größenordnung von 10^{18} W/cm^2 erzeugt. Dabei fokussierte man einen hochenergetischen Laserpuls unter zwei verschiedenen Einfallswinkeln (0° und 45°) bezüglich Laserpuls-Einfallsrichtung und Targetnormalen auf ein dünnes Folientarget. Die Effizienz der dadurch erzeugten un-/geraden Oberflächen-Harmonischen unter 45° Einfallswinkel liegt laut numerischer Simulationen höher als bei 0° . Durch Messung transmittierter Harmonischer und Dividieren der Spektren von 45° durch dasjenige bei 0° erhielt man einen Signalverlauf, welcher als kleinste nachweisbare Harmonische diejenige mit der 24.Ordnung (bei ca. 34 nm) ergab.

Daraus konnte man eine maximale Elektronendichte von $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ berechnen, was unter Berücksichtigung des Strahlungsdrucks von ca. 2 Gbar auf eine Kompression des Plasmas bei anfänglicher Dichte von $3.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ schließen ließ.

Eine weitere neuartige Methode zur direkten, zeitaufgelösten Messung der Elektronendichte während der Plasma-Expansion mit Hilfe von Harmonischen-Strahlung auf einer Pikosekunden-Zeitskala wurde im dritten Teil der Arbeit vorgestellt. Die 5. und 7. Harmonische eines 248.5 nm-Laserpulses (erzeugt durch Fokussierung eines Laserpulses in Neon- oder Heliumgas) wurde zeitlich korreliert und mit bekanntem relativem Signalverhältnis von außen auf ein Laser-produziertes Plasma eingestrahlt, welches auf einem dünnen Folientarget erzeugt wurde. Die Spektren des transmittierten 5. und 7. Harmonischen-Signals zeigten dabei, daß zu frühen Zeitpunkten (also dichtem Plasma) die Transmission für die 7. Harmonische größer war als für die 5. Harmonische, nach spätestens 12 ps und einer Plasmadichte von $0.7 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ entsprach das Verhältnis beider Signale wieder dem Ausgangswert. Unter der Annahme einer adiabatischen eindimensionalen Expansion des Plasmas ließ sich mit Hilfe des Drude-Modells der zeitlichen Verlauf der Elektronendichte im Laserplasma bestimmen mit einer anfänglichen Elektronendichte von $3.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und einem mittleren Ionisationsgrad von 3.8. Durch numerisches Angleichen des berechneten Elektronendichte-Verlaufs an die gemessenen Werte ergab sich ein Wert von 50-100 eV für die mittlere Elektronentemperatur.

Insgesamt lassen diese Experimente neben der Vorstellung neuer Meßmethoden und -ergebnisse einen interessanten Einblick in die physikalischen Eigenschaften und Zustände Laser-produzierter Plasmen im Grenzbereich zwischen schwacher und starker Kopplung zu, die diesen sogenannten vierten Aggregatzustand der Materie mit Sicherheit auch in Zukunft interessant erscheinen lassen.

Literatur

- [1] F. F. Chen, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol.1, Plenum Press, New York (1990)
- [2] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982)
- [3] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, S. C. Davey, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2364 (1988)
- [4] J. Workman, A. Maksimchuk, X. Liu, U. Ellenberger, J. S. Coe, C. Y. Chien, D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2324 (1995)
- [5] T. Ditmire, T. Donnelly, R. W. Falcone, M. D. Perry, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3122 (1995)
- [6] A. McPherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Nature* **370**, 631 (1994)
- [7] J. D. Kmetec, C. L. Gordon III., J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1527 (1992)
- [8] M. Schnürer, M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, *Phys. Plasmas* **2**, 3106 (1995)
- [9] D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz, A. Antonetti, *Phys. Rev. A* **52**, R25 (1995)
- [10] S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, I. Mercer, *Opt. Comm.* **117**, 431 (1995)
- [11] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee, S. J. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1801 (1994)
- [12] G. Malka, J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 75 (1996)

- [13] J. C. Kieffer, Z. Jiang, A. Ikhlef, C. Y. Cote, O. Peyrusse,
J. Opt. Soc. Am. B **13**, 132 (1996)
- [14] F. Cornolti, P. Mulser, M. Hahn, *Laser Part. Beams* **9**, 474 (1991)
- [15] J. C. Adam, A. Héron, G. Guérin, G. Laval, P. Mora, B. Quesnel,
Phys. Rev. Lett. **78**, 4765 (1997)
- [16] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Kühnle, S. Szatmari, F. P. Schäfer,
Appl. Phys. B **50**, 79 (1990)
- [17] F. Cornolti, P. Mulser, M. Hahn, *Absorption of ultrashort Laser Pulses in Solid Targets*, Vortrag auf der 20. ECLIM/Schliersee (unveröffentlicht) (1990)
- [18] R. W. Schönlein, W. C. Lin, J. G. Fujimoto, G. L. Eesley,
Phys. Rev. Lett. **58**, 1680 (1987)
- [19] R. W. P. McWhirter, *Plasma Diagnostic Technics*, Ed.: R. H. Huddleston,
S. L. Leonard, Academic Press, Boston (1965)
- [20] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University
Press, New York (1987)
- [21] R. Sauerbrey, B. van Wonterghem, J. Bergmann, U. Teubner, F. P. Schäfer,
OSA Proceedings on Shortwavelength V **17**, Ed.: P. B. Corkum, M. D. Perry,
177 (1993)
- [22] F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987)
- [23] H. Ruhl, P. Mulser, *Phys. Rev. A* **205**, 388 (1995)
- [24] W. L. Kruer, K. Estabrook, *Phys. Fluids* **28**, 430 (1985)
- [25] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, A. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383
(1992)

- [26] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister, D. Neely, *Phys. Rev. E* **54**, 4167 (1996)
- [27] Y. Rosenfeld, *Phys. Rev. E* **54**, 2827 (1996)
- [28] C. Deutsch, H. Furukawa, K. Mima, M. Murakami, K. Nishihara, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2483 (1996)
- [29] D. C. Eder, P. Amemdt, L. B. DaSilva, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, B. M. Penetrqante, M. D. Rosen, S. C. Wilks, T. D. Donnelly, R. W. Falcone, G. L. Strobel, *Phys. Plasmas* **1**, 1744 (1994)
- [30] M. D. Perry, G. Mourou, *Science* **264**, 917 (1994)
- [31] D. G. Stearns, O. L. Landen, E. M. Campbell, J. H. Scofield, *Phys. Rev. A* **37**, 1684 (1988)
- [32] J. N. Broughton, R. Fedosejevs, *J. Appl. Phys.* **74**, 3712 (1993)
- [33] U. Teubner, C. Wülker, W. Theobald, E. Förster, *Phys. Plasmas* **2**, 972 (1995)
- [34] S. Nakai, M. Nakatsuka, M. Takahashi, *Rev. Laser Engineering* **16**, 518 (1988)
- [35] B. L. Henke, P. Lee, J. Tanaka, R. L. Shimabukuro, B. K. Fujikawa, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **27** (1982)
- [36] T. Tomie, H. Shimizu, T. Majima, T. Kanayama, M. Yamada, E. Miura, *Proc. SPIE* **1741**, 118 (1992)
- [37] G. Schmahl, D. Rudolph, B. Niemann, P. Guttman, J. Thieme, G. Schneider, C. David, M. Diehl, T. Wilhein, *Optik* **93**, 95 (1993)
- [38] L. Malmquist, L. Rymell, H. M. Hertz, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2627 (1996)

- [39] G. Schneider, T. Wilhein, B. Niemann, P. Guttman, T. Schliebe, J. Lehr, H. Aschoff, J. Thieme, D. Rudolph, G. Schmahl, *Proc. SPIE* **2516**, 90 (1995)
- [40] W. Swiech, G. H. Fecher, Ch. Ziethen, O. Schmidt, G. Schönhense, K. Grzelakowski, C. M. Schneider, R. Frömter, H. P. Oepen, J. Kirschner, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **84**, 171 (1997)
- [41] L. Rymell, M. Berglund, H. M. Hertz, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2625 (1995)
- [42] J. C. Kieffer, P. Audebert, M. Chaker, H. Pepin, T. W. Johnston, P. Maine, D. Meyerhofer, J. Delettrez, D. Strickland, P. Bado, G. Mourou, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 760 (1989) ; *IEEE J. Quant. Electron. QE* **25**, 2640 (1989)
- [43] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen, R. W. Falcone, *Science* **25**, 531 (1991)
- [44] B. Luther-Davies, E. G. Gamalii, Y. Wang, A. V. Rode, V. T. Tikhonchuk, *Sov. J. Quant. Electron.* **22**, 289 (1992)
- [45] U. Teubner, W. Theobald, C. Wülker, *J. Phys. B* **29**, 4333 (1996)
- [46] E.-E. Koch, D. E. Eastman, Y. Farge, in *Handbook on Synchrotron Radiation*, S. 42, Ed.: E.-E. Koch, North Holland, Amsterdam (1983)
- [47] D. Altenbernd, U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, P. Audebert, J. P. Geindre, J. C. Gauthier, G. Grillon, A. Antonetti, *J. Phys. B* **30**, 3969 (1997)
- [48] S. Szatmari, F. P. Schäfer, *Opt. Comm.* **68**, 196 (1988) ;
G. Almasi, S. Szatmari, P. Simon, *Opt. Comm.* **88**, 231 (1992)
- [49] U. Teubner, Dissertation, Universität Göttingen (1991)
- [50] H.-S. Albrecht, P. Heist, J. Kleinschmidt, D. V. Lap, T. Schröder, *Appl. Opt.* **32**, 6659 (1993)

- [51] J. Jasny, U. Teubner, W. Theobald, C. Wülker, J. Bergmann, F.P. Schäfer, *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 1631 (1994)
- [52] B. Niemann, T. Wilhein, T. Schliebe, R. Plontke, O. Fortagne, I. Stolberg, M. Zierbock, *Microelectr. Eng.* **30**, 49 (1996).
- [53] T. Wilhein, D. Hambach, B. Niemann, M. Berglund, L. Rymell, H. M. Hertz, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 190 (1997)
- [54] A. Erko, Yu. Agafanov, L. A. Panchenko, A. Yakshin, P. Chevallier, P. Dhez, F. Legrand, *Opt. Commun.* **106**, 146 (1994)
- [55] W. Schwanda, K. Eidmann, M. C. Richardson, *J. X-ray Sci. Tech.* **4** (1), 8 (1993)
- [56] T. Wilhein, 'Investigations on Laser Generated Plasma Sources', in *X-Ray Microscopy and Spectromicroscopy*, Ed.: J. Thieme, G. Schmahl, D. Rudolph, E. Umbach, Springer-Verlag, Heidelberg (1997)
- [57] T. Wilhein, D. Rothweiler, A. Tusche, F. Scholze, W. Meyer-Ilse, in *X-ray Microscopy IV*, S. 470, Ed.: V. V. Aristov and A. I. Erko, Bogorodskii Pechatnik Publishers, Chernogolovka, Moscow region (1994)
- [58] G. M. Zeng, H. Daido, T. Togawa, M. Nakatsuka, S. Nakai, H. Aritome, *J. Appl. Phys.* **69**, 7460 (1991)
- [59] Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe, G. Mourou, *Phys. Plasmas* **2**, 1702 (1995)
- [60] H. Shields, M. Powers, I. C. E. Turcu, I. N. Ross, J. R. Maldonado, P. G. Burkhalter, D. A. Newman, *SPIE* Vol.2523, 122 (1995)
- [61] C. Wülker, W. Theobald, F. P. Schäfer, J. S. Bakos, *Phys. Rev. E* **50**, 4920 (1994)

- [62] M. Galanti, N. J. Peacock, *J. Phys. B* **8**, 2427 (1975)
- [63] R. W. Lee, B. L. Whitten, R. E. Stout, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **32**, 91 (1984)
- [64] U. Teubner, T. Mialla, I. Uschmann, E. Förster, W. Theobald, C. Wülker, *Appl. Phys. B* **62**, 213 (1996)
- [65] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw-Hill, New York (1964)
- [66] A. P. Thorne, *Spectrophysics*, Chapman and Hall, London (1988)
- [67] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, L. P. Pitajewski, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band X*, Akademie-Verlag, Berlin (1983)
- [68] C. H. Skinner, *Proc. SPIE* **2021**, 148 (1994)
- [69] F. Bijkerk, E. Louis, G. E. van Dorssen, A. P. Shevelko, A. A. Vasilyev, *Appl. Optics* **33**, 82 (1994)
- [70] G. M. Zeng, H. Daido, T. Nishikawa, H. Takabe, S. Nakayama, H. Aritome, K. Murai, Y. Kato, M. Nakatsuka, S. Nakai, *J. Appl. Phys.* **75**, 1923 (1994)
- [71] ESRF- Annual Report 1995/1996, 64 (ESRF, Grenoble, 1995) ;
BESSY II, Technische Studie, 41 (BESSY, Berlin, 1989)
- [72] T. Wilhein, D. Altenbernd, U. Teubner, E. Förster, R. Häßner, W. Theobald, R. Sauerbrey, *JOSA B* **15**, 1235 (1998)
- [73] D. Ress, L. B. DaSilva, R.A. London, J. E. Trebes, S. Mrowka, R. J. Procassini, T.W. Barbee Jr., D.E. Lehr, *Science* **265**, 514 (1994)
- [74] T. A. Hall, *Laser Plasma Interactions 3 SUSSP*, 341 (1986)
- [75] D. Duston, J. Davis, *Phys. Rev. A* **21**, 1664 (1980)
- [76] D. Duston, J. Davis, *Phys. Rev. A* **23**, 2602 (1981)

- [77] Y. Leng, J. Goldhar, H. R. Griem, R. W. Lee, *Phys. Rev. E* **52**, 4328 (1995)
- [78] C. F. Hooper, Jr., D. P. Kilcrease, R. C. Mancini, L. A. Woltz, D. K. Bradley, P. A. Jaanimagi, M.C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 267 (1989)
- [79] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, London (1992)
- [80] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961)
- [81] T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, V. Evtuhov, *Phys. Rev.* **123**, 1151 (1961)
- [82] C. C. Davis, *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1996)
- [83] A. L'Huillier, L.-A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *High-order harmonic generation in rare gases*, in *Atoms in Intense Laser Fields*, S.139, Ed.: M. Gavrilu, Academic Press, San Diego (1992)
- [84] P. Moreno, L. Plaja, L. Roso, *Laser Physics* **7**, 602 (1997)
- [85] S. X. Hu, Z. Z. Xu, *Phys. Rev. A* **56**, 3916 (1997)
- [86] N. A. Papadogiannis, S. D. Moustazis, P. A. Loukakos, P.A. Kalpouzos, *Appl. Phys. B* **B65**, 339 (1997)
- [87] K. Krushelnick, W. Tighe, S. Suckewer, *JOSA B* **14**, 1687 (1997)
- [88] R. L. Carman, D. W. Forslund, J. M. Kindel, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 29 (1981)
- [89] R. L. Carman, C. K. Rhodes, R. F. Benjamin, *Phys. Rev. A* **24**, 2649 (1981)
- [90] J. J. Macklin, J. D. Kmetec, C. L. Gordon III, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 766 (1993)

- [91] S. G. Preston, A. Sanpera, M. Zepf, W. J. Blyth, C. G. Smith, J. S. Wark, M. H. Key, K. Burnett, M. Nakai, D. Neely, A. A. Offenberger, *Phys. Rev. A* **53**, R31 (1996)
- [92] P. Balcou, P. Salieres, K. S. Budil, T. Ditmire, M. Perry, *Z. Physik D* **34**, 107 (1995)
- [93] A. L’Huillier, K. J. Schafer, K. C. Kulander, *J. Phys. B* **24**, 3315 (1991);
A. L’Huillier, Ph. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993)
- [94] P. Antoine, D. B. Milosevic, A. L’Huillier, M. B. Gaarde, P. Salieres, M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* **66**, 4960 (1997)
- [95] E. Constant, V. D. Taranukhin, A. Stolow, P. B. Corkum, *Phys. Rev. A* **56**, 3870 (1997)
- [96] Zenghu Chang, A. Rundquist, Haiwen Wang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997)
- [97] P. Gibbon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 50 (1996) ;
P. Gibbon, D. Altenbernd, U. Teubner, E. Förster, P. Audebert, J.-P. Geindre, J.-C. Gauthier, A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. E* **55**, R6352 (1997)
- [98] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **3**, 3425 (1996)
- [99] P. A. Norreys, M. Zepf, S. Moustazis, A. P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F. N. Walsh, A. E. Dangor, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1832 (1996)
- [100] M. Zepf, M. Castro-Colin, D. Chambers, S. G. Preston, J. S. Wark, J. Zhang, C. N. Danson, D. Neely, P. A. Norreys, A. E. Dangor, A. Dyson, P. Lee, A. P. Fews, P. Gibbon, S. Moustazis, M. H. Key, *Phys. Plasmas* **3**, 3242 (1996)
- [101] M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, *Opt. Commun.* **62**, 419 (1987)

- [102] E. P. Ippen, C. V. Shank, in *Ultrashort Light Pulses - Picosecond Techniques and Applications*, S. 83, Ed.: S. L. Shapiro, Springer-Verlag, Berlin (1977)
- [103] K. Naganuma, K. Mogi, H. Yamada, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1201 (1989)
- [104] E. B. Treacy, *IEEE J. Quantum Elec.* **5**, 454 (1969)
- [105] P. Maine, *IEEE J. Quantum Elec.* **24**, 398 (1988)
- [106] S. Takeuchi, T. Kobayashi, *Opt. Commun.* **109**, 518 (1994)
- [107] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, in *Proceedings of the 7th International Conference on Multiphoton Processes*, S. 221, Ed.: P. Lambropoulos, Institute of Physics Conference Series Vol. 154, Institute of Physics, London (1997)
- [108] R. Sauerbrey, *Phys. Plasmas* **3**, 4712 (1996)
- [109] O. Peyrusse, M. Busquet, J. C. Kieffer, Z. Jiang, C. Y. Côté, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3862 (1995)
- [110] T. W. B. Kibble, *Phys. Rev.* **150**, 1060 (1966)
- [111] P. Mulser, R. Sigel, S. Witkowski, *Phys. Rep. (Section C of Phys. Lett.)* **6**, 187 (1973)
- [112] F. Cap, *Lehrbuch der Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik*, Springer-Verlag, Wien - New York (1994)
- [113] H. Hora, *Plasmas at High Temperature and Density*, Springer-Verlag, Wien - New York (1991)
- [114] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, New York (1988)
- [115] R. Häßner, W. Theobald, S. Niedermeier, H. Schillinger, R. Sauerbrey, *Opt. Lett.* **22**, 1491 (1997)

- [116] W. Theobald, C. Wülker, F. P. Schäfer, B. N. Chichkov,
Opt. Commun. **120**, 177 (1995)
- [117] B.-T.V. Vu, A. Szoke, O. L. Landen, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3823 (1994)
- [118] I. P. Shkarofsky, T. W. Johnston, M. P. Bachynski, *The Particle Kinetics of Plasmas*, Addison-Wesley, New York (1966)
- [119] Ch. Weißmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*, Springer-Verlag, Berlin (1979)
- [120] K. Hübner, *Einführung in die Plasmaphysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1982)
- [121] C. E. Max, *Physics of the Coronal Plasma in Laser Fusion Targets*, in : Les Houches, Session XXXIV, 1980 Laser Plasma Interactions, Ed.: R. Balian, J. C. Adams, North-Holland Publ., Amsterdam (1982)
- [122] R. Claube, W. Rozmus, *Phys. Fluids* **28**, 3387 (1985)
- [123] L. A. Artsimowitsch, R. S. Sagdjev, *Plasmaphysik für Physiker*, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart (1983)
- [124] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Oxford, London-Oxford (1970)
- [125] G. Almàsi, S. Szatmári, P. Simon, *Opt. Commun.* **88**, 231 (1992)
- [126] S. P. LeBlanc, Z. Qi, R. Sauerbrey, *Opt. Lett.* **20**, 312 (1995)
- [127] F. R. Powell, P.W. Vedder, J. F. Lindblom, S. F. Powell,
Optical Engineering **29**, 614 (1990)
- [128] K. Eidmann, W. Schwanda, *Laser and Particle Beams* **9**, 551 (1991)
- [129] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993)

- [130] W. Lotz, *Z. Physik* **216**, 241 (1993)
- [131] V. A. Chirkov, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 1497 (1984)
- [132] R. C. Elton, *X-Ray Lasers*, Academic Press, Boston (1990)
- [133] K. H. Spatschek, *Theoretische Plasmaphysik*, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart (1990)
- [134] F. Perrot, *Laser Part. Beams* **14**, 731 (1996)
- [135] K. Morawetz, G. Röpke, *Phys. Rev. E* **54**, 4134 (1996)
- [136] R. Fehr, D. O. Gericke, W. D. Kraeft, M. Schlanges (Universität Greifswald), private Mitteilungen (1998)
- [137] W. Theobald, R. Häßner, C. Wülker, R. Sauerbrey, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 298 (1996)
- [138] S. M. Cameron, J. F. Camacho, *J. Fusion Energy* **14**, 373 (1995)
- [139] A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, H. Ruhl, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **39**, 653 (1997)
- [140] W. B. Mori, *IEEE J. Quantum Elec.* **33**, 1942 (1997)
- [141] R. Häßner, W. Theobald, S. Niedermeier, K. Michelmann, T. Feurer, H. Schillinger, R. Sauerbrey, in *Superstrong Fields in Plasmas*, S. 213, Ed.: M. Lontano, The American Institute of Physics (1998)
- [142] S. C. Wilks, W. L. Kruer, *IEEE J. Quantum Elec.* **33**, 1954 (1997)

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe.

Jena, am

Danksagung

Bei Prof. Dr. Sauerbrey möchte ich mich hiermit herzlich für die Möglichkeit zur Promotion, die interessanten Themenstellungen, die wissenschaftliche Anleitung und Diskussionsbereitschaft bedanken. Herrn Dr. Wolfgang Theobald danke ich vielmals für die Unterstützung bei der Einarbeitung in das für mich neue Gebiet der Laserplasma-Physik und die Unterweisung in die Benutzung der experimentellen Gerätschaften, sowie für die langjährige, fruchtbare Zusammenarbeit im Labor. Dann sind da natürlich noch die zahlreichen Kollegen, mit denen ich im Laufe meiner Tätigkeit am Institut mehr oder weniger oft an Projekten gearbeitet habe : K. Michelmann, S. Niedermeier, A. Glaß, T. Feurer, H. Schillinger, Ch. Ziener, U. Teubner, D. Altenbernd, R. Kingham ... Ihnen allen gebührt mein herzlicher Dank ! Insbesondere aber auch Frau Rauschelbach, Frau Koß, Frau Triebel, Frau Hein, Frau Dr. Unkroth und Frau Teufer.

Herr Falk Ronneberger, der als Supervisor viel Geduld und Engagement mir als MACianer entgegenbrachte, aber auch bei allerlei nicht-/technischen Fragen Hilfestellung leistete; Herr Wolfgang Ziegler, der Vakuumanlagen, Excimerlasern und vielen anderen Gerätschaften das nötige Quäntchen Funktionsfähigkeit verlieh, um Experimenten das Gelingen erst zu ermöglichen; Frau Petra Mämpel, ohne die sich so manches Experiment geweigert hätte, so zu funktionieren wie von ihm erwartet wurde. Ihnen allen danke ich besonders für die freundliche Arbeitsatmosphäre und Menschlichkeit darüber hinaus. Allen Mitgliedern der Universitätswerkstätten, die im Laufe der Zeit zahlreiche Arbeiten für mich ausführten, gebührt entsprechender Anteil am Erfolg der Experimente. Insbesondere gilt dies für Herrn Barth und seine Leute : für seine Geduld beim Dechiffrieren meiner Baupläne, seinen stets guten Verbesserungsvorschlägen und exakten, schnellen Ausführungen der Aufträge.

Lebenslauf

Nachname : Häßner
Vorname : Roland Otto
Geburtsdatum : 9. Januar 1968
Geburtsort : Erding
Familienstand : ledig
Adresse : Von-Hase-Weg 37
07743 Jena

Sept. 1974 - August 1978 : Herkommer-Volksschule, Landsberg/Lech
Sept. 1978 - August 1982 : Dominikus-Zimmermann-Gymnasium, Landsberg/Lech
Sept. 1982 - Mai 1987 : Lion-Feuchtwanger-Gymnasium, München
Abschluß : Abitur
Juli 1987 - Okt. 1988 : Grundwehrdienst
Nov. 1988 - Nov. 1992 : Physikstudium an der
Ludwig-Maximilians-Universität München
No. 1992 - Nov. 1993 : Diplomarbeit 'Modellexperimente und Modellrechnungen
zur Diaphanographie' am Institut für Medizinische Optik,
unter der Leitung von Prof. Zinth, München
April 1994 : Hochschulabschluß und Diplom
seit Nov. 1994 : Doktorant am Institut für Optik und Quantenelektronik;
Themengebiet : Untersuchung von Wechselwirkungen
hochintensiver Laserstrahlung und Materie

Jena, den